



Identification et analyse des mécanismes de génération du bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques

Mathieu Lorteau

► To cite this version:

Mathieu Lorteau. Identification et analyse des mécanismes de génération du bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques. Acoustique [physics.class-ph]. Université Pierre et Marie Curie - Paris VI, 2015. Français. NNT : 2015PA066060 . tel-01159536

HAL Id: tel-01159536

<https://theses.hal.science/tel-01159536>

Submitted on 3 Jun 2015

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



École Doctorale de Sciences Mécaniques, Acoustique,
Électronique & Robotique de Paris

THÈSE DE DOCTORAT

Discipline : Acoustique

présentée par

Mathieu LORTEAU

**Identification et analyse des mécanismes de
génération du bruit de jet à partir de résultats
expérimentaux et de simulations numériques**

Soutenue le 31 mars 2015 devant le jury composé de :

M. Grégoire CASALIS	ONERA/DMAE	directeur
M. Roberto CAMUSSI	Université Roma Tre	rapporteur
M. Yves GERVAIS	Université de Poitiers	rapporteur
M. Christophe BOGEY	CNRS	président du jury
M. Philippe DRUAULT	Université Paris 6	examineur
M. Maxime KÆNIG	Safran Snecma	examineur
M. Franck CLERO	ONERA/DSNA	examineur
M. François VUILLOT	ONERA/DSNA	examineur



ONERA
29, avenue de la Division Leclerc
92322 Châtillon

UPMC
Ecole Doctorale de Sciences
Mécaniques, Acoustique,
Électronique & Robotique de Paris
4 place Jussieu
75252 Paris Cedex 05

Remerciements

Tout d’abord j’aimerais remercier l’ONERA pour m’avoir permis de réaliser ma thèse et plus particulièrement Denis Gély pour m’avoir accueilli au sein de l’unité ACOU du Département de Simulation Numérique et d’Aéroacoustique.

Ensuite, je souhaiterais remercier ceux qui m’ont encadré au cours de mes travaux de thèse (chose non évidente) à savoir mon directeur de thèse Grégoire Casalis et mes deux encadrants à l’ONERA Franck Cléro et François Vuillot, en particulier pour leur patience, leur disponibilité, leurs conseils avisés ainsi que pour m’avoir guidé tout au long de ma démarche, aussi bien dans les phases de travail moins denses que dans les phases de travail très denses (notamment sur la fin).

Je voudrais aussi remercier Roberto Camussi et Yves Gervais pour avoir accepté d’être rapporteurs de cette thèse et ceci malgré les contraintes de temps et de langue de chacun. Je remercie également Christophe Bogey, Philippe Druault et Maxime Koenig pour avoir jugé mon travail lors de la soutenance, ainsi que pour leurs questions et remarques.

Je ne peux pas ne pas remercier Maxime Huet pour ses conseils judicieux et pour ne pas avoir hésité à passer du temps à répondre à toutes mes questions (même les questions les moins pertinentes) de manière très claire et détaillée.

J’aimerais également remercier tous les membres de l’unité ACOU pour le café du matin, les pauses du midi (et notamment le lundi midi pour le zap!), les footings, les discussions culture/voyages/sciences/gastronomie/..., les pauses gourmandes avec les gâteaux maison et surtout la bonne humeur! Tous ces ingrédients ont contribué à la bonne ambiance de travail, essentielle pour mener à bien mes travaux. Merci donc à Fabrice F., Yves D., Sylvette, Cip’, Patrick, Fabrice D., Laurent C., Frédéric, Claude, Hélène, Laurent L., Gabriel, Serge, Renaud, Jean B., Laurent S., Ingrid, Alain, Marc, Thomas, Vincent, Daniel B., Patrice, Stéphane, Jean V., Williams, Cyril et Éric. Et je remercie également les autres thésards, Yves P. pour les « effets » particuliers qu’il engendre, Virginie pour son « enthousiasme », Jun pour m’avoir supporté pendant une année dans le même bureau (et même après), Johan pour son humour « sans reproche », Fernando pour les discussions « animées » dans le bureau, Iannis pour sa bonne humeur, Paul pour les discussions « culturelles », Sofiane pour ses très bons brownies et enfin Tobias que je n’ai pas eu le temps de bien connaître.

Et je finie par remercier mes amis que j’ai dû un peu saouler avec ma thèse mais qui étaient toujours disponibles pour me faire penser à autre chose; ma famille et en particulier mes grandes sœurs qui m’ont supporté (et continuent de le faire) depuis un moment déjà et enfin surtout, mes parents pour m’avoir soutenu dans mes études et mes choix (bien que parfois discutables).

Enfin, je te remercie toi lecteur, qui a l’envie, tel un puriste, de t’intéresser au bruit de jet. Bonne lecture!

Table des matières

I	Étude bibliographique	7
I.1	Le jet	8
I.1.1	Description aérodynamique	8
I.1.2	Acoustique en champ lointain	10
I.1.3	Champ proche (subsonique)	17
I.2	Simulation numérique instationnaire pour le bruit de jet	20
I.2.1	Simulation aux Grandes Échelles	20
I.2.2	Calcul du champ lointain	22
I.3	Étude de stabilité	23
I.3.1	Instabilité de Kelvin-Helmholtz	23
I.3.2	Stabilité locale	24
I.3.3	Parabolized Stability Equations (PSE)	25
I.4	Contrôle du bruit de jet	28
I.4.1	Contrôle passif	28
I.4.2	Contrôle actif	29
II	Analyse spatio-fréquentielle du champ de pression proche	35
II.1	Dispositif expérimental	36
II.1.1	Configurations étudiées	36
II.1.2	Mesures en champ lointain	37
II.1.3	Mesures en champ proche	38
II.1.4	Mesures aérodynamiques	39
II.2	Jet chaud - exploitation du champ proche	39
II.2.1	Étude de la répartition spatiale des niveaux énergétiques des modes azimutaux	39
II.2.2	Étude de la répartition spatiale des moments statistiques d'ordre supérieur des modes azimutaux	41
II.2.3	Étude de la répartition spatiale des fréquences des modes azimutaux	44
II.2.4	Lien avec le champ lointain	47
II.2.5	Bilan	50
II.3	Effet de la température sur le champ proche de pression	50
II.3.1	Influence sur le signal complet	50
II.3.2	Influence sur les modes azimutaux	53
II.4	Conclusion	55
III	Mise en place d'une simulation numérique	57
III.1	Calcul préliminaire	58
III.1.1	Configuration simulée	58
III.1.2	Description du maillage	58
III.1.3	Paramètres de simulation et conditions aux limites	59
III.1.4	Résultats	60

III.2 Déclenchement de la turbulence	62
III.2.1 Premières tentatives	63
III.2.2 Méthodologie retenue	66
III.3 Étude paramétrique	70
III.3.1 Paramètres spécifiques aux calculs sur 45°	70
III.3.2 Validité de l'approche 45°	71
III.3.3 Paramètres étudiés	74
III.3.4 Synthèse	94
III.4 Conclusion	94
IV Validation de la LES d'un jet chaud subsonique turbulent	97
IV.1 Paramètres de la simulation	98
IV.1.1 Paramètres de maillage	98
IV.1.2 Méthodes numériques et conditions aux limites	100
IV.1.3 Rayonnement en champ lointain	102
IV.1.4 Base de données	102
IV.2 Validation et effets de maillage	103
IV.2.1 Couche de cisaillement	104
IV.2.2 Développement du jet	111
IV.2.3 Pression en champ proche	114
IV.2.4 Pression en champ lointain	118
IV.3 Conclusion	121
V Analyse des mécanismes de génération de bruit	123
V.1 Présentation de l'analyse	124
V.2 Analyse de stabilité par PSE	125
V.2.1 Paramètres utilisés	125
V.2.2 Comparaison PSE/LES/EXP à $r/D_j = 1.5$	126
V.2.3 Comparaison PSE/LES à $r/D_j = 0.5$	127
V.3 Conclusion	128
A Article	137
B Décomposition azimutale des signaux	167
C Calcul des spectres à partir du périodogramme	171
D Influence du repliement azimutal	173
E Séparation acoustique/hydrodynamique des signaux en champ proche	175

Nomenclature

U_j	= vitesse du jet au niveau de l'éjection
D_j	= diamètre du jet en sortie de tuyère
Re	= nombre de Reynolds associé au jet, $Re = U_j \cdot D_j / \mu$ (avec μ la viscosité dynamique)
T_j	= température du jet au niveau de l'éjection
T_∞	= température du milieu ambiant
c_j	= vitesse du son dans le jet au niveau de l'éjection
c_0	= vitesse du son du milieu ambiant
L_c	= longueur du cône potentiel, longueur axiale telle que $\overline{U}_x(L_c, 0, 0) = 0.95 \times U_j$
δ_θ	= épaisseur de quantité de mouvement
$\delta_{0.5}(x)$	= rayon du jet à mi-vitesse à la position axiale x , r_0 tel que $\overline{U}_x(x, r_0)/U_j = 0.5$
$h(x)$	= rayon du cône potentiel à la position axiale x , r_0 tel que $\overline{U}_x(x, r_0)/U_j = 0.95$
$b(x)$	= rayon de la couche de cisaillement à la position axiale x , $b(x) = \delta_{0.5}(x) - h(x)$
f	= fréquence (Hz)
St	= nombre de Strouhal, $St = f \cdot D_j / U_j$
M_j	= nombre de Mach en sortie de tuyère, $M_j = U_j / c_j$
M_a	= nombre de Mach acoustique, $M_a = U_j / c_0$
$OASPL$	= Overall Sound Pressure Level ($p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
DSP	= Densité Spectrale de Puissance (de pression, $p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
SPL	= Sound Pressure Level ($p_{ref} = 2 \times 10^{-5}$ Pa)
\bar{s}	= moyenne temporelle d'un signal temporel s à N échantillons, $\bar{s} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N s_n$
s_{rms}	= valeur rms d'un signal temporel s à N échantillons, $s_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (s_n - \bar{s})^2}$
Θ	= angle polaire en champ lointain dont l'origine est prise au centre du plan d'éjection de la tuyère
m	= ordre azimutal
$L_{ii}^{(j)}$	= échelle de longueur intégrale calculée à partir de la composante de la vitesse i et suivant la direction j
T_{ii}	= échelle intégrale de temps liée à la composante de la vitesse i

τ = délai temporel

τ_{max} = délai temporel correspondant au maximum de corrélation entre deux signaux

Introduction

Avec l'augmentation du trafic aérien, les nuisances sonores autour des zones aéroportuaires sont de plus en plus gênantes pour les riverains. Elles sont donc fortement réglementées, avec pour conséquence une limitation du développement des aéroports. Conscients des répercussions économiques de ce contexte, les industriels du secteur aéronautique travaillent depuis longtemps sur des concepts d'avions moins bruyants, avec en point de mire les objectifs ACARE qui fixent d'ici 2020 une réduction de 50% du bruit perçu par cycle avion, sur une référence 2000. Ces objectifs ont récemment été revus à travers la feuille de route européenne Flighpath 2050 qui fixe une réduction de 65% en 2050, sur une référence 2000. En particulier, des efforts ont été entrepris sur le bruit de jet, première source de bruit au décollage. La première génération de concepts de réduction de bruit de jet concernait les systèmes passifs de type chevrons. Bien qu'efficaces, ces systèmes entraînent généralement une baisse des performances propulsives du moteur pénalisante en régime de croisière. Les études actuelles abordent donc des concepts actifs de réduction de bruit qui présentent l'avantage de pouvoir être coupés après le décollage. Dans ce cas-là, c'est principalement l'intégration des actionneurs qui détermine la pénalité sur la poussée. Pour les systèmes actifs, les configurations possibles sont beaucoup plus étendues qu'avec les systèmes passifs avec l'accès à de nouveaux paramètres tels que l'amplitude, la fréquence ou les modes excités. La problématique est alors de savoir comment agir au mieux sur le jet pour en réduire le bruit.

Très tôt, l'exploitation de mesures acoustiques en champ lointain a permis de mettre en évidence des caractéristiques principales du bruit de jet, notamment un rayonnement prépondérant vers l'aval, comme l'ont montré Mollö-Christensen *et al.*[108] dans les années soixante. Des propriétés différentes ont été observées suivant la direction de propagation. Ainsi, le rayonnement acoustique dans les directions aval apparaît être corrélé et à basse fréquence alors que celui dans les directions plus en amont est plutôt décorrélé et large bande. Ces observations ont mené Tam & Chen[138] et Tam[132] à proposer un modèle à deux sources pour le bruit de jet. Une des sources est associée à la turbulence fine et l'autre aux grandes structures cohérentes de l'écoulement mises en évidence notamment par Crow & Champagne[45]. Cependant ce modèle ne fait pas consensus, notamment dans le cas des jets subsoniques.

Afin d'obtenir plus d'informations sur les sources acoustiques et approfondir l'étude des mécanismes de génération de bruit, plusieurs études expérimentales ont montré l'intérêt de s'intéresser au champ de pression proche du jet. À partir de mesures de pression à proximité du jet, Arndt *et al.*[7] ont mis en évidence deux zones distinctes sur les spectres. Ces zones sont séparées par une rupture dans la pente des spectres entre les basses et les hautes fréquences. Selon eux, cette rupture est due à la transition du champ proche, dominé aux basses fréquences par les fluctuations de pression hydrodynamiques qui ne rayonnent pas acoustiquement, vers le champ lointain dominé par les fluctuations de pression acoustique aux fréquences plus élevées. Cependant, Hall *et al.*[67, 68, 66] ont mis en évidence que les basses fréquences de la pression en champ proche, pourtant dominées par les fluctuations de pression hydrodynamiques, sont également fortement liées à la pression en champ lointain acoustique et en particulier pour les modes azimutaux d'ordre faible. Ceci suggère qu'aux basses fréquences la contribution hydrodynamique masque une partie importante de la contribution acoustique. Ce résultat a été confirmé

par Grizzi & Camussi[61] au moyen d'une méthode permettant de séparer la pression acoustique de la pression hydrodynamique. Malgré leurs apports scientifiques, ces études sont limitées par l'impossibilité de caractériser plus en détails le champ proche et donc les sources acoustiques.

Le caractère intrusif des mesures en champ proche, les difficultés de mise en œuvre ou encore les limites technologiques des appareils de mesures, ont poussé le développement de la simulation numérique. Les simulations numériques présentent l'avantage de pouvoir placer les capteurs où l'on veut et d'avoir accès à un ensemble de mesures synchronisées même si la durée de signal exploitable est incomparablement plus courte qu'en expérimental. Néanmoins, il n'est pas aisé de calculer un écoulement de jet subsonique turbulent et son rayonnement acoustique, qui reproduisent correctement les données expérimentales.

À l'occasion de précédentes études menées à l'ONERA, Huet[72] et Muller *et al.*[110] ont réalisé la simulation numérique instationnaire aux grandes échelles d'un jet chaud subsonique et turbulent. En comparant leurs résultats avec des données expérimentales, ils ont constaté une sous-estimation de la longueur de cône potentiel ainsi qu'une surestimation des niveaux acoustiques en champ lointain, pouvant aller jusqu'à plusieurs décibels. De tels écarts sont dus à une sous-résolution du maillage, notamment au niveau des couches limites en paroi de tuyère, conséquence de contraintes en termes de ressources informatiques et de temps de restitution. Il en résulte un état laminaire du jet en sortie de tuyère au lieu d'un état turbulent. Selon les travaux expérimentaux de Zaman[156] et de Bridges & Hussain[29], cet état initial du jet laminaire entraîne la présence de forts appariements tourbillonnaires générant des fluctuations de pression supplémentaires et provoquant ainsi une surestimation des niveaux acoustiques.

Résoudre les couches limites de la tuyère étant toujours d'un coût prohibitif, des techniques ont été développées afin de déstabiliser l'écoulement pariétal et ainsi obtenir un jet avec une couche de cisaillement turbulente dès la sortie de la tuyère. Beaucoup d'entre elles consistent à ajouter des perturbations au niveau de la paroi interne de la tuyère en amont de l'éjection, déstabilisant ainsi la couche limite et permettant d'obtenir une couche de cisaillement turbulente. Bogey *et al.*[25] utilisent une méthode de perturbations spatio-temporelles dans la couche limite. Dans leur étude, ils ont testé plusieurs niveaux d'excitation permettant d'obtenir différents niveaux de turbulence en sortie de tuyère. Ils ont ainsi pu montrer la nécessité d'avoir un taux de turbulence d'au moins 9% afin d'obtenir un jet turbulent dès la sortie de la tuyère, confirmant ainsi les résultats expérimentaux de Zaman[156]. Un tel taux de turbulence leur a permis d'obtenir un jet simulé reproduisant le champ aérodynamique de configurations expérimentales, ainsi qu'une forte diminution de la surestimation des niveaux acoustiques en champ lointain. Néanmoins un écart de l'ordre de 2 dB persiste aux hautes fréquences. Parmi les autres méthodes, Fosso *et al.*[58] et Sanjosé *et al.*[124] utilisent des perturbations géométriques en paroi de tuyère pour obtenir également des niveaux de turbulence suffisamment élevés.

Malgré les récents progrès accomplis dans le domaine de la simulation numérique des jets turbulents, encore peu d'études font le lien entre les analyses faites à partir de mesures et les données accessibles numériquement. Pourtant, une étude numérique des relations entre l'écoulement, le champ de pression à proximité du jet et le champ acoustique lointain complèteraient significativement les études expérimentales.

C'est ce qui justifie les travaux réalisés dans la présente thèse. Ils consistent à identifier et analyser les mécanismes de génération de bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques. Les résultats obtenus pourront servir au développement de stratégie de contrôle, indépendamment de la technologie utilisée.

Après une revue des travaux de recherches menés sur le bruit de jet (chapitre I), la démarche de la thèse a consisté dans un premier temps à voir comment le champ de pression à proximité du jet était structuré (chapitre II). Pour cela, les mesures acoustiques d’une antenne azimutale ont été utilisées. Une étude de la composition fréquentielle des différents modes azimutaux à plusieurs positions a ainsi été possible. Afin de relier les comportements identifiés avec les structures turbulentes présentes dans l’écoulement, il est apparu nécessaire d’avoir accès à des données synchronisées de l’écoulement et du champ de pression. Bien qu’il soit possible d’avoir accès à des mesures de ce type, seule la simulation numérique permet de les obtenir sur une zone spatiale étendue.

Pour compléter l’analyse des données expérimentales, il a donc été jugé indispensable de réaliser une simulation numérique reproduisant la configuration de jet. Or, comme mentionné précédemment, réaliser une simulation numérique d’un jet subsonique turbulent nécessite de déclencher la turbulence au niveau de la couche limite interne de la tuyère. Une étude paramétrique a donc été réalisée, dans un deuxième temps, dans le but d’optimiser la méthode de perturbation utilisée ainsi que les paramètres du maillage (chapitre III). Les comparaisons entre les différents cas testés et la configuration expérimentale ont porté sur le développement initial de la couche de cisaillement. Son influence sur le développement du jet a également été investiguée.

Les paramètres optimaux parmi ceux testés ayant été identifiés, la simulation numérique du jet a été menée à son terme. Les résultats obtenus ont ensuite été comparés avec les mesures ainsi qu’à d’autres simulations sur la même configuration (chapitre IV) afin de déterminer la qualité de la simulation et d’étudier des effets de maillage. La comparaison a porté sur le champ aérodynamique (profils de champs moyens et rms de vitesse, échelles intégrales, spectres de turbulence), sur le champ proche de pression (niveaux rms et spectres des modes azimutaux) ainsi qu’en champ lointain acoustique (directivité et spectres de pression).

Enfin, une fois la validité de la simulation acquise, une analyse approfondie des données simulées a été menée afin de poursuivre l’analyse faite sur les données expérimentales et identifier des mécanismes générateurs de bruit (chapitre V). Cette étude s’est appuyée sur des corrélations croisées entre les données issues de l’écoulement, le champ de pression proche du jet et le champ acoustique lointain, complétées par une étude de stabilité linéaire. Ces deux derniers chapitres ont fait l’objet d’une publication qui a été soumise au journal *Physics of Fluids* (annexe A).

Chapitre I

Étude bibliographique

Sommaire

I.1	Le jet	8
I.1.1	Description aérodynamique	8
I.1.2	Acoustique en champ lointain	10
I.1.3	Champ proche (subsonique)	17
I.2	Simulation numérique instationnaire pour le bruit de jet	20
I.2.1	Simulation aux Grandes Échelles	20
I.2.2	Calcul du champ lointain	22
I.3	Étude de stabilité	23
I.3.1	Instabilité de Kelvin-Helmholtz	23
I.3.2	Stabilité locale	24
I.3.3	Parabolized Stability Equations (PSE)	25
I.4	Contrôle du bruit de jet	28
I.4.1	Contrôle passif	28
I.4.2	Contrôle actif	29

Ces travaux de thèse portent sur l'identification de mécanismes générateurs de bruit de jet pour un écoulement subsonique. Leur motivation est la définition future d'une stratégie de contrôle du bruit. L'identification se fait au moyen de l'analyse de la structure du champ proche ainsi que des liens entre l'écoulement, le champ proche et le champ lointain.

Ce chapitre bibliographique traite donc principalement de l'aérodynamique et de l'acoustique des jets subsoniques. Le cas des jets supersoniques, ne faisant pas l'objet de la thèse, est présenté succinctement. Différentes techniques permettant de simuler numériquement le bruit de jet sont ensuite brièvement présentées. Des notions sur les études de stabilité sont décrites par la suite. Des techniques de contrôle existantes ainsi que leurs effets sur le bruit de jet sont finalement exposés.

I.1 Le jet

I.1.1 Description aérodynamique

I.1.1.1 Jet subsonique

Le jet est un écoulement correspondant à l'éjection d'un fluide dans un autre milieu au repos ou non. Deux fluides à deux vitesses différentes se côtoient : cela engendre une couche de cisaillement, génératrice de turbulence. Un tel écoulement comprend trois zones présentées sur la figure I.1.

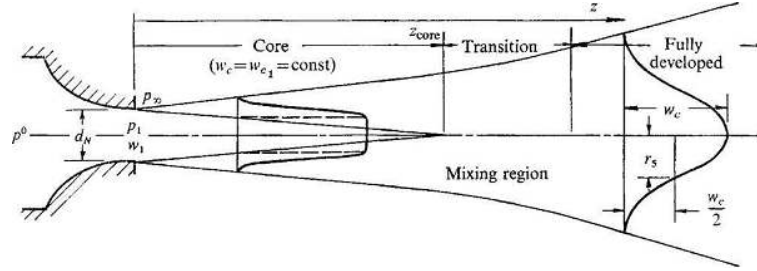


Figure I.1 – Schéma montrant les zones du développement longitudinal d'un jet, tiré de Donaldson & Snedeker[49]

La première zone (notée *core* sur la figure I.1) correspond à la zone de mélange qui commence dès la sortie de tuyère et s'étend sur plusieurs diamètres de sortie tuyère, noté D_j . C'est la région où les deux fluides avec des compositions et des champs de vitesse, pression et température différents entrent en contact. Cette zone présente un cône potentiel où la vitesse est quasiment uniforme et supérieure à au moins 95%¹ de la vitesse d'éjection du jet notée U_j dans le plan de sortie de la tuyère. Ce cône potentiel est entouré d'une couche de cisaillement, appelée également couche de mélange, qui devient rapidement turbulente. La longueur notée L_c du cône potentiel varie en fonction du nombre de Mach $M_j = U_j/c_j$ (avec c_j la vitesse du son dans le fluide). Lau *et al.*[95] proposent la relation empirique suivante :

$$L_c/D_j = 4.2 + 1.1M_j^2 \quad (\text{I.1})$$

Dans cette formule la longueur de cône potentiel L_c n'est pas estimée par rapport à un certain pourcentage de la vitesse U_j , classiquement 95%, mais est déterminée en utilisant une loi d'évolution de la vitesse moyenne sur l'axe obtenue par Lau *et al.*[95] à partir de données expérimentales.

La deuxième zone est la zone de transition qui a une étendue de plusieurs diamètres à partir de la fin de cône potentiel. Elle correspond à la zone où la couche de cisaillement se replie sur elle-même. La couche de mélange occupe alors tout le jet. La vitesse sur l'axe dans la direction longitudinale y a une décroissance axiale importante dont Lau *et al.*[95] ont donné une relation approchée :

$$\frac{U(x)}{U_j} = 1 - \exp\left(\frac{1.35}{1 - x/L_c}\right) \quad (\text{I.2})$$

Les relations (I.1) et (I.2) ont été obtenues à partir de mesures réalisées sur des jets isothermes à des nombres de Mach allant de 0.3 à 1.4.

1. Certains auteurs prennent un seuil à 99% de la vitesse d'éjection du jet, d'autres 90%.

La dernière zone correspond à la région où le jet est pleinement développé, le champ de vitesse y décroît de façon inversement proportionnelle à la position axiale [95], plus on s'éloigne de l'éjection, plus la vitesse est faible. Cette zone s'élargit linéairement avec la position axiale, avec une croissance plus forte que la zone de mélange.

I.1.1.2 Jet supersonique

Un jet supersonique est dit « parfaitement détendu » lorsque la pression statique en sortie de tuyère est égale à la pression ambiante. On dit aussi que la tuyère est adaptée. Le jet a alors la même structure qu'un jet subsonique hormis le fait que la vitesse dans le cône potentiel est supersonique. On peut dire qu'il y a aussi une zone de mélange supersonique entourant le cône potentiel. Cette zone est délimitée par le cône sonique au-delà duquel l'écoulement est subsonique.

Quand la pression statique en sortie de tuyère est différente de la pression ambiante alors le jet est non parfaitement détendu, il est soit sur-détendu, soit sous-détendu suivant le rapport entre les deux pressions. La structure est alors semblable à celle d'un jet parfaitement détendu mais avec en plus un réseau de cellules de choc, présent seulement dans le cône sonique, afin de retourner à l'équilibre, comme on peut le voir sur la figure I.2. Ce réseau de cellules de choc se forme par la réflexion de la première onde de choc sur la couche de mélange en une onde opposée. Le réseau de cellules de choc ainsi formées est constitué de chocs obliques reliés par des disques de Mach transverses à l'axe du jet.

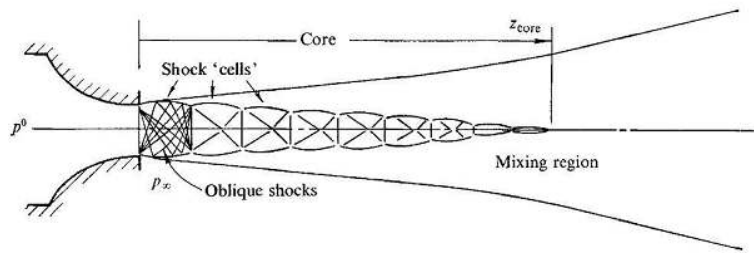


Figure I.2 – Schéma d'un jet supersonique modérément sous-détendu issu d'une tuyère convergente, tiré de Donaldson & Snedeker[49]

I.1.1.3 Effet de la température

Comme mentionné précédemment, la vitesse du jet et la valeur de sa pression au niveau de l'éjection ont une grande influence sur son développement. Des travaux ont également mis en évidence l'influence de la température au niveau de la sortie de tuyère. À partir de mesures faites sur des jets à des nombres de Mach allant de 0.3 à 1.7 et des rapports de température allant de 0.8 à 2.3, Lau[94] a montré que l'augmentation de température a pour effet un développement plus rapide du jet, autrement dit, une augmentation plus rapide de l'épaisseur de la couche de cisaillement. Ceci résulte en une longueur de cône potentiel plus courte et des intensités turbulentes sur l'axe plus élevées avec un maximum atteint plus en amont. Des résultats similaires ont été obtenus par Ahuja[1] sur deux jets à $M_j = 0.78$ et à des rapports de température $T_j/T_\infty = 1$ et 2.7. Plus récemment, Bridges & Wernet[27, 28] ont montré que l'augmentation de température ne changeait pas le développement des champs de vitesse moyens et rms quand ceux-ci sont représentés à partir des positions axiale et radiale respectivement normalisées par la longueur de cône potentiel et le rayon à mi-vitesse du jet. Leurs travaux ont également montré que les corrélations spatio-temporelles ainsi que les spectres de la turbulence ne sont pas affectés à

condition de regarder les grandeurs à une même position relative à la longueur de cône potentiel. Bogey & Marsden[23], au moyen de simulations numériques instationnaires faites sur des jets à vitesses identiques mais à différentes températures, ont également mis en évidence le développement plus rapide de la couche de cisaillement avec l'augmentation de température. Quand la température augmente, la couche de cisaillement présente également une croissance plus forte de l'épaisseur de quantité de mouvement ainsi que des longueurs de corrélation spatiales dans les directions axiale et azimutale. Ce développement plus rapide mène à une longueur de cône potentiel plus courte et à des intensités turbulentes plus élevées plus en amont, en accord avec les études mentionnées précédemment. De plus, selon ces travaux, les effets de température ne semblent pas liés au nombre de Reynolds ; résultats obtenus en comparant deux simulations à même vitesse et même nombre de Reynolds, mais avec des températures et des diamètres de tuyère différents. Bogey[15], à partir des mêmes simulations que Bogey & Marsden, a pu montrer que la température n'influence pas l'intermittence du champ de vitesse au niveau de la fin de cône potentiel, mais plutôt les fluctuations de masse volumique. Ces fluctuations de masse volumique deviennent en effet de plus en plus intermittentes avec l'augmentation de température. Bogey a relié cet effet à l'intrusion de fluide provenant de l'extérieur du jet, et donc plus dense, dans le cône potentiel du jet où le fluide est moins dense, car plus chaud. De plus le maximum d'intermittence se situe en amont par rapport à la fin du cône potentiel pour les jets chauds, contrairement au jet isotherme. Ce dernier effet peut influencer sur le mécanisme de production de bruit.

I.1.2 Acoustique en champ lointain

Dans le présent document, la convention choisie pour la directivité est 0° en aval du jet (voir figure I.3).

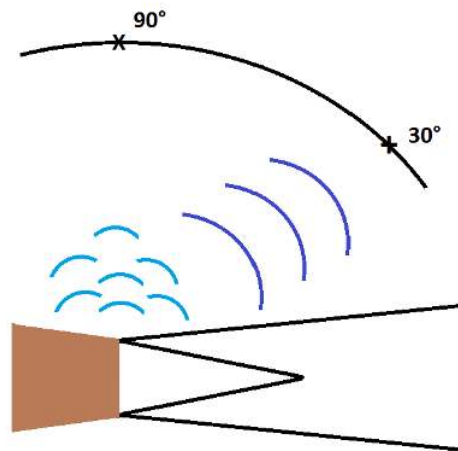


Figure I.3 – Schéma d'un jet avec la convention choisie pour les angles en champ lointain

I.1.2.1 Jet subsonique

La zone de mélange constitue pour les jets subsoniques et les jets supersoniques parfaitement détendus la principale contribution au bruit, que l'on nomme bruit de mélange. Un modèle à deux sources a été proposé par Tam & Chen[138] et Tam[132] pour le bruit de mélange : l'une a pour origine la turbulence fine, c'est-à-dire les petites structures turbulentes et l'autre provient des plus grandes structures de l'écoulement, c'est-à-dire les structures possédant une certaine cohérence spatiale. Les grandes structures turbulentes ont un rayonnement très directif vers l'aval, à savoir la direction de propagation privilégiée du bruit de jet, et la turbulence fine a un rayonnement omnidirectionnel qui est prépondérant pour les directions transverses et amont.

Plusieurs travaux expérimentaux soutiennent ce modèle à deux sources en mettant en évidence des comportements différents de la pression en champ lointain suivant la direction de propagation. Au moyen de corrélations croisées de mesures acoustiques en champ lointain à différentes positions angulaires par rapport à l'axe du jet, Tam *et al.*[141] et Viswanathan[154] ont montré deux tendances : dans le secteur angulaire correspondant aux positions en aval, des forts niveaux de corrélation sont observés. Viswanathan a notamment observé dans le secteur aval d'un jet à $M_j = 0.9$ et $T_j/T_\infty = 3.2$ des niveaux de corrélation importants (typiquement supérieurs à 0.2) dans un secteur de $\Delta\Theta \pm 30^\circ$ autour du microphone de référence situé à $\Theta = 30^\circ$. Quand le microphone de référence est à $\Theta = 90^\circ$, les niveaux de corrélation chutent très rapidement avec l'angle de séparation et sont inférieurs à 0.2 quand on s'écarte de 10° . Tam *et al.* ont fait des observations similaires pour un jet supersonique à $M_j = 1.67$. Ceci montre bien la différence dans le rayonnement acoustique du jet suivant la direction de propagation.

De plus, Viswanathan a également montré une différence pour les corrélations dans la direction azimutale² suivant la position angulaire en champ lointain. Dans le secteur en aval, les niveaux de corrélation dans la direction azimutale restent élevés (≥ 0.4 pour un jet isotherme à $M_j = 0.4$) jusqu'à des angles de séparation de 150° . Cette tendance est encore plus marquée pour les basses fréquences autour de la fréquence $St \approx 0.2$ ³ correspondant au maximum de rayonnement acoustique dans ces directions de propagation. Pour les positions angulaires à $\Theta = 90^\circ$ de l'axe du jet, les niveaux de corrélation restent élevés sur une étendue azimutale plus faible (≤ 0.2 pour 50° pour un jet isotherme à $M_j = 0.4$). Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus par Juvé *et al.*[83] et Cavalieri *et al.*[36] sur un jet subsonique isotherme à partir d'une décomposition azimutale des signaux en champ lointain. En aval, le mode axisymétrique (i.e. d'ordre azimutal $m = 0$) domine et quand on se déplace vers l'amont, les modes azimutaux d'ordre plus élevé ($m = 1 - 2$) deviennent dominants. Ceci montre que lorsque l'on se déplace des directions aval de rayonnement vers les directions plus en amont, on passe d'un rayonnement acoustique très corrélé et basse fréquence à un rayonnement acoustique plutôt aléatoire et large bande. Ces dernières observations sont en accord avec le modèle à deux sources mentionné précédemment.

Ce modèle à deux sources a mené Tam *et al.*[140] à proposer deux spectres auto-similaires *LSS* (pour *Large Scale Similarity*) et *FSS* (pour *Fine Scale Similarity*). Ces spectres sont représentés sur la figure I.4(a), le spectre *LSS* en trait plein et le spectre *FSS* en trait pointillé. Les deux spectres sont représentés en fonction de la fréquence adimensionnée par la fréquence pic, c'est-à-dire la fréquence du maximum du spectre, différente pour les grandes structures turbulentes et pour la turbulence fine. Le spectre *LSS* a une forme pointue identifiant une fréquence privilégiée et le spectre *FSS* a plutôt une forme large bande. Tam *et al.* ont obtenu ces deux spectres à partir d'une grande base de données expérimentales de signaux de pression en champ lointain pour des jets supersoniques. Les spectres auto-similaires obtenus donnent un très bon accord avec les spectres mesurés. Le spectre *LSS* reproduit très bien les spectres pour les directions en aval, là où le bruit rayonné par la turbulence à grande échelle est prédominant, et le spectre *FSS* donne un très bon accord avec les spectres pour les directions transverses et amont, i.e. les directions où le bruit de la turbulence fine domine. Entre les deux, une combinaison linéaire des deux spectres auto-similaires permet de reproduire avec un bon accord les spectres issus des mesures.

Tam *et al.* ont aussi obtenu un bon accord avec des spectres mesurés sur des configurations de jets subsoniques à haut nombre de Mach. Plus récemment, Viswanathan[150, 151, 153, 154] a également comparé les spectres auto-similaires avec des spectres mesurés en champ lointain pour des jets subsoniques isothermes et chauds sur une grande plage de nombre de Mach $M_j \in [0.2 ; 1]$. Nous pouvons voir sur la figure I.4(b) un exemple d'une telle comparaison (issue

2. l'angle azimutale correspond à l'angle autour de l'axe du jet

3. où St est le nombre de Strouhal donné par $St = f.D_j/U_j$

de Viswanathan[154]) pour un jet subsonique isotherme à $M_j = 0.4$ et pour plusieurs angles en champ lointain. Les comparaisons faites par Viswanathan[154] montrent également que le spectre *LSS* est dominant dans les directions aval sur un secteur angulaire qui s'élargit avec un nombre de Mach croissant. Ce secteur correspond également à celui pour lequel des hauts niveaux de corrélation ont été observés. Les positions angulaires pour lesquelles le spectre *FSS* domine correspondent à celles où les niveaux de corrélation sont bas, ce qui renforce le modèle à deux sources proposé par Tam & Chen[138]. Les spectres auto-similaires permettent également de reproduire les spectres en champ lointain pour des jets non-axisymétriques ainsi que pour des jets avec tabs⁴ comme l'ont montré Tam & Zaman[142]. Le caractère universel de ces spectres auto-similaires suggère un mécanisme de génération de bruit de mélange universel pour les jets subsoniques et supersoniques.

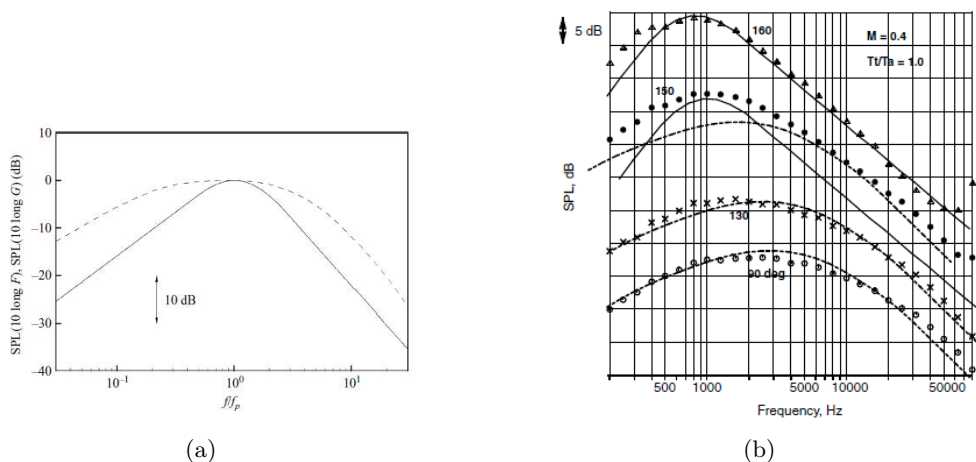


Figure I.4 – Spectres autosimilaires LSS et FSS (a) (extrait de Tam et al.[141]) et comparaison à un jet subsonique isotherme à $M_j = 0.4$ (b) (extrait de Viswanathan [154])

Tam & Auriault[135], à partir d'une analogie de la théorie cinétique des gaz, ont proposé un modèle semi-empirique pour le bruit rayonné par la turbulence fine permettant d'obtenir les niveaux spectraux ainsi que la directivité en champ lointain. Ce modèle se base sur un modèle de fonction de corrélation spatio-temporelle de la source de bruit à deux points et sur le modèle de turbulence $k - \epsilon$. Les petites structures turbulentes feraient du bruit par la variation au cours du temps de la pression turbulente qu'elles génèrent. Cela entraîne un bruit large bande non-cohérent et quasi-omnidirectionnel, dominant dans les directions transverses.

Les grandes structures turbulentes se développant dans le jet, autrement appelées structures cohérentes, ont été mises en évidence expérimentalement pour les jets turbulents à haut nombre de Reynolds par plusieurs auteurs dont Crow & Champagne[45]. Ces structures cohérentes dominent la dynamique ainsi que le processus de mélange dans les jets. Tam & Burton[136, 137] proposent un mécanisme de rayonnement de bruit par les structures cohérentes qu'ils assimilent à des ondes d'instabilité. D'après eux, les structures cohérentes se propageant dans la direction longitudinale à une vitesse de phase supersonique par rapport à la vitesse du son ambiante rayonnent sous forme d'ondes de Mach. Ce rayonnement très directif vers l'aval se fait sur un secteur angulaire dépendant du nombre de Mach du jet.

Ce mécanisme peut également expliquer le rayonnement acoustique des structures cohérentes pour les jets subsoniques à grand nombre de Mach. En effet, Tam & Burton[137] ainsi que Tam *et al.*[139] et Tam[134] soulignent l'importance du processus de croissance/décroissance

4. voir section I.4.1 pour plus de détails sur les tabs

associé aux ondes d'instabilité. Ce processus permet aux ondes d'instabilité d'avoir un spectre en nombres d'onde étendu et non ponctuel. Une partie de ce spectre étendu peut donc avoir des nombres d'onde associés à une vitesse de phase supersonique, permettant donc d'avoir un rayonnement acoustique.

Cependant d'autres mécanismes de génération de bruit ont été proposés pour le rayonnement aval. Hileman *et al.*[70, 71] et Kastner *et al.*[85] notamment, ont étudié le lien entre les structures cohérentes et le rayonnement acoustique en champ lointain pour les positions en aval au moyen d'enregistrements simultanés de la pression acoustique en champ lointain et de visualisations de l'écoulement. Ces données leur ont permis de faire le lien entre les ondes acoustiques dépassant un certain seuil énergétique (typiquement $1.5p_{rms}$ du signal de pression total, avec p_{rms} le niveau rms du signal de pression) et certains événements qui ont lieu dans l'écoulement. Hileman *et al.* ont de plus montré que ces ondes acoustiques énergétiques constituent la majeure partie de l'émission acoustique. On peut relier ces ondes acoustiques énergétiques à l'aspect intermittent de l'émission acoustique du jet dans les directions en aval mis en évidence notamment par Juvé *et al.*[84]. En effet, selon Juvé *et al.*, 50% de l'émission acoustique est produit pendant 10 à 20% du temps. Koenig *et al.*[91, 92] ont également mis en évidence cet aspect intermittent de l'émission acoustique pour les directions aval au moyen d'une transformée en ondelettes. Plus les directions sont en amont, moins cet aspect intermittent est prononcé. Koenig *et al.*[92] ont également montré que l'intermittence du rayonnement acoustique était principalement axisymétrique, confirmant ainsi l'importance du mode axisymétrique dans le rayonnement acoustique aval mentionnée précédemment.

En s'appuyant sur ces résultats, Koenig *et al.*[91] ont utilisé un modèle des structures cohérentes sous forme de paquets d'ondes (*wavepackets*) axisymétriques modulés par une enveloppe gaussienne. Ce modèle a été utilisé pour une technique d'imagerie acoustique (*source imaging*)⁵ pour des jets subsoniques à différents nombres de Mach et rapports de température. Le modèle de paquets d'ondes utilisé dans leurs travaux est justifié par la directivité très marquée pour les directions aval pour lesquelles le rayonnement acoustique en champ lointain est principalement axisymétrique, comme mentionné précédemment. La modulation d'amplitude des paquets d'ondes permet leur rayonnement acoustique dans le cas de jets subsoniques et une enveloppe gaussienne leur donne un rayonnement superdirectif comme montré par Crighton & Huerre[44]. Le bon accord obtenu par Koenig *et al.* sur la directivité entre le modèle de paquets d'ondes utilisé et les événements énergétiques intermittents extraits au moyen d'une transformée en ondelettes montre la pertinence de modéliser les structures cohérentes par des paquets d'ondes. Cavalieri *et al.*[35] ont pris en compte cet aspect intermittent dans leur modèle de paquets d'ondes et ont montré qu'avec cet aspect intermittent, une meilleure efficacité acoustique était obtenue menant à un meilleur accord sur le rayonnement acoustique. Plus de détails sur le rôle des paquets d'ondes dans le bruit des jets turbulents peuvent être trouvés dans Jordan & Colonius[80].

Les événements énergétiques identifiés par Hileman *et al.*, Juvé *et al.* et Koenig *et al.*, bien qu'ayant été mis en évidence par des techniques différentes, ont une forme commune. Ces auteurs ont relié ces événements énergétiques intermittents aux structures cohérentes se développant dans la couche de cisaillement du jet. Hileman *et al.* ont relié les périodes « bruyantes » de l'émission acoustique à trois types d'événement dans l'écoulement identifiés grâce à des visualisations enregistrées simultanément aux signaux acoustiques. Ces événements sont les interactions entre deux structures cohérentes diamétralement opposées dans la couche de cisaillement, les enroulements de ces structures ainsi que leur effondrement (*breakdown*) rapide. Ils ont principalement lieu sur une zone étendue au niveau de la fin de cône potentiel. Cette zone a été montrée comme étant fortement intermittente par plusieurs auteurs dont Bogey & Bailly[18], Bogey *et al.*[22] ou encore Grizzi & Camussi[61], ce que l'on peut rapprocher du caractère intermittent de l'émission

5. les techniques d'imagerie acoustique sont utiles pour obtenir des informations sur les mécanismes des sources acoustiques

acoustique. De leur point de vue, Kastner *et al.* ont privilégié les événements correspondant aux interactions de structures cohérentes diamétralement opposées dans la couche de cisaillement et l'effondrement rapide des structures cohérentes, avec l'interaction possible à travers la couche de cisaillement juste avant l'effondrement d'une structure cohérente. Dans le cas de l'effondrement des structures cohérentes, ils ont montré qu'un paquet d'ondes tronqué était plus efficace acoustiquement que le même paquet d'ondes sans troncature. Cela illustre bien un mécanisme possible de génération de bruit par les structures cohérentes. Durant les périodes du signal acoustique sans événement énergétique, aucun effondrement n'a été observé. L'étude de Kastner *et al.* a été faite sur deux jets radicalement différents, un issu d'une simulation numérique à $M_j = 0.9$ et $Re = 3600$ et l'autre issu de données expérimentales à $M_j = 1.3$ et $Re = 1.06 \times 10^6$, obtenant des résultats similaires pour les deux jets.

Plusieurs auteurs dont Juvé *et al.*[84], Bogey & Bailly[18] ou encore Grizzi & Camussi[61] et Grizzi *et al.*[62] ont également étudié la relation entre la zone de l'écoulement située autour de la fin de cône potentiel et le rayonnement acoustique dans les directions aval. Ils ont mis en évidence le lien entre la fin de cône potentiel, zone intermittente, et le rayonnement aval au moyen de corrélations croisées entre les grandeurs dans l'écoulement et la pression acoustique en champ lointain. Leurs travaux suggèrent les contractions du cône potentiel dues à l'intrusion intermittente de structures turbulentes comme mécanisme générateur d'ondes acoustiques pouvant rayonner dans les directions aval de propagation. Ce mécanisme est à relier à celui proposé par Hileman *et al.* ainsi que Kastner *et al.* mentionné ci-dessus, notamment les interactions entre structures cohérentes diamétralement opposées dans la couche de cisaillement et donc qui s'infiltrent dans le cône potentiel. La génération d'ondes acoustiques par les contractions du cône potentiel dues à l'intrusion de structures turbulentes est également discutée par Jordan & Gervais[81].

I.1.2.2 Jet supersonique

Dans le cas d'un jet supersonique parfaitement détendu, le bruit est dû au mélange, comme pour les jets subsoniques. Comme mentionné précédemment, Tam & Burton[136, 137] proposent le rayonnement sous forme d'ondes de Mach des ondes d'instabilité convectées dans la couche de cisaillement à une vitesse de phase supersonique.

Quand un jet supersonique est non parfaitement détendu, un réseau de cellules de choc est présent. Ce réseau entraîne deux composantes de bruit supplémentaires, en plus du bruit de mélange discuté dans la section précédente, à savoir le bruit de choc et le bruit de bouclage (aussi appelé *screech*). Sur la figure I.5, on se rend compte de la modification du spectre quand le jet est non parfaitement détendu.

Le bruit de choc est un bruit large bande provenant de l'interaction entre les structures turbulentes à grande échelle du jet et les cellules de choc. Ce bruit est centré sur une fréquence supérieure à la fréquence du maximum du bruit de mélange. C'est de plus un bruit très directif du fait de l'espacement régulier des cellules de choc, de la quasi-périodicité des grandes échelles et de leur vitesse de convection constante. Tanna[144] a étudié expérimentalement le bruit de choc et a montré que celui-ci était prédominant dans les directions amont, c'est-à-dire les directions où le bruit de mélange est moins important. De plus, l'intensité du bruit de choc ne semble pas varier en fonction de la température et est fonction du nombre de Mach M_j (donc du rapport de pression du jet). Selon Tanna, l'intensité est liée à la vitesse du jet par la relation :

$$I \propto (M_j^2 - 1)^2 \quad (\text{I.3})$$

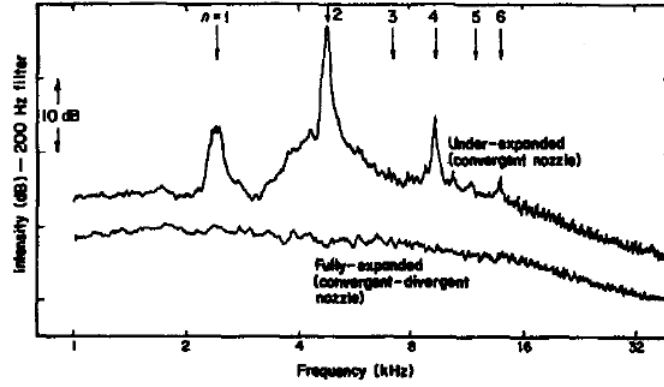


Figure I.5 – Comparaison d'un spectre de jet parfaitement détendu avec celui d'un jet sous-détendu à même nombre de Mach, capteur placé à 90° , extrait de Tanna [144]

où le nombre de Mach M_j est relié à la pression par la relation :

$$\frac{p_j}{p_R} = \left(1 + \frac{\gamma - 1}{2} M_j^2\right)^{\frac{\gamma}{\gamma - 1}} \quad (\text{I.4})$$

avec γ le rapport des chaleurs spécifiques du fluide considéré, p_j la pression statique dans la section de sortie de la tuyère et p_R la pression génératrice.

Le bruit de bouclage, ou *screech*, correspond à une fréquence pure et est très directif dans les directions amont ; l'angle de rayonnement dépend de la fréquence. Ce bruit tonal vient d'un bouclage opéré sur les ondes d'instabilité prenant naissance au bord de fuite de la tuyère. En effet, ces ondes convectées par l'écoulement voient leur énergie augmenter et à partir d'un certain seuil énergétique interagissent avec les cellules de choc. Ces interactions produisent des ondes acoustiques qui se propagent en amont, amplifiant à leur tour les ondes d'instabilité au bord de la tuyère.

Dans la suite du chapitre, on se concentre sur les jets subsoniques sauf mention explicite contraire.

I.1.2.3 Effet de la température

Comme il a été vu dans les parties précédentes, le nombre de Mach à l'éjection a une grande influence sur le bruit rayonné par un jet (e.g. différence entre un jet subsonique et un jet supersonique). Cependant des études ont montré que la température de l'écoulement influe également sur le rayonnement acoustique d'un jet.

Quand la vitesse du jet à la sortie de la tuyère est maintenue constante, c'est-à-dire quand le nombre de Mach acoustique $M_a = U_j/c_\infty$ (où c_∞ est la vitesse du son ambiante) est maintenu constant, différents effets sur le bruit de jet sont observés avec une variation de la température. Tanna *et al.*[145] et Tanna[143] ont notamment observé qu'à bas nombre de Mach acoustique, l'augmentation de température entraîne une augmentation des niveaux acoustiques à basse fréquence. Cette augmentation des basses fréquences est de moins en moins marquée avec l'augmentation du nombre de Mach. À $\Theta = 45^\circ$, Tanna[143] observe une augmentation des niveaux aux basses fréquences pour un jet à $M_a = 0.5$ et pour un jet à $M_a = 0.9$ (mais moins marquée) et une diminution des basses fréquences avec un jet à $M_a = 1.47$ avec l'augmentation de température. Les niveaux spectraux aux hautes fréquences voient leur amplitude diminuer avec l'augmentation de température, quelle que soit la vitesse du jet. À grand nombre de Mach

acoustique, toutes les fréquences ont des niveaux spectraux qui diminuent avec la température croissante. Ce dernier effet est d'autant plus marqué dans le secteur amont. Ainsi, avec l'augmentation de température, les basses et hautes fréquences sont influencées différemment suivant la vitesse du jet. Tanna *et al.*[145] et Tanna[143] (voir figure I.6) ont ainsi remarqué à 90° que pour $M_a \leq 0.7$ maintenu constant, l'augmentation de température entraîne une augmentation globale des niveaux acoustiques, due notamment à l'augmentation des niveaux des basses fréquences. Pour $M_a \geq 0.7$ maintenu constant, les niveaux acoustiques ont tendance à diminuer avec la température qui augmente.

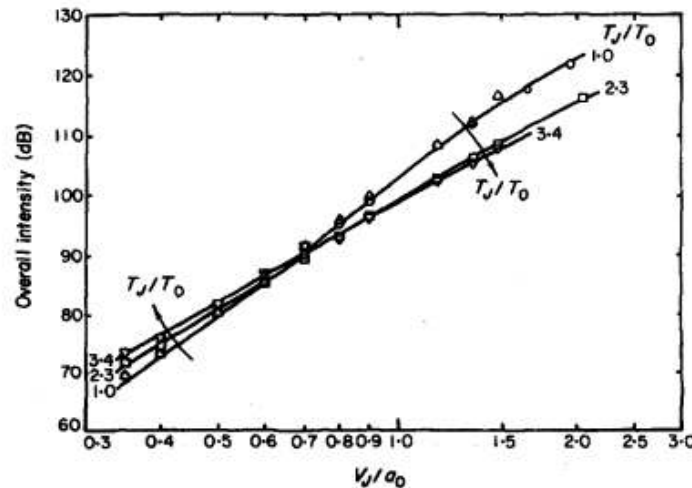


Figure I.6 – Effet de la variation de température sur l'intensité acoustique globale en fonction de la vitesse pour un capteur placé à 90° , extrait de Tanna [143]. Δ , $T_j/T_\infty = 0.95$; \circ , $T_j/T_\infty = 1$; \square , $T_j/T_\infty = 2.3$; ∇ , $T_j/T_\infty = 3.4$

Viswanathan[151] retrouve des résultats similaires à ceux de Tanna concernant l'effet de l'augmentation de température sur les niveaux acoustiques. De plus, il a montré que quand le nombre de Mach du jet $M_j = U_j/c_j$ (où c_j est la vitesse du son en sortie de tuyère) est maintenu constant et inférieur à 1, le secteur angulaire dans les directions aval sur lequel le rayonnement associé aux structures cohérentes domine s'élargit avec une augmentation de température. De plus, si $M_a \leq 1$, les spectres pointus observés dans ces directions ont tendance à s'élargir sans que la fréquence maximale soit modifiée. Tanna[143] a cependant observé une diminution de la fréquence de pic quand la température augmente. Un autre effet intéressant observé par Viswanathan[151] est l'apparition d'une « bosse » sur les spectres pour les basses fréquences quand la température du jet augmente pour un nombre de Reynolds $Re \lesssim 4 \cdot 10^5$. Pour les jets à plus haut nombre de Reynolds, cette bosse n'est pas observée quand la température varie. Viswanathan a associé l'apparition de cette bosse aux basses fréquences à la diminution du nombre de Reynolds due à l'augmentation de température. Ainsi la variation de la fréquence de pic observée par Tanna[143] peut venir d'un effet de bas nombre de Reynolds ($Re \leq 10^5$).

Bogey & Marsden[23] ont réalisé des simulations numériques instationnaires sur des jets à $M_a = 0.9$ et à différentes températures. Les comparaisons qu'ils ont réalisées sur les différentes simulations leur ont permis de retrouver les effets de l'augmentation de température observés par Tanna *et al.*[145], Tanna[143] et Viswanathan[151], notamment la diminution des niveaux spectraux à toutes les fréquences et l'augmentation des basses fréquences pour les directions aval de rayonnement acoustique. Ils retrouvent la diminution des niveaux globaux avec l'augmentation de température qui est plus marquée pour les directions $\Theta \geq 45^\circ$. L'augmentation des basses fréquences dans le secteur aval avec l'augmentation de température peut être mise en lien avec les résultats de Koenig *et al.*[91]. En effet, ceux-ci ont observé expérimentalement une augmentation de l'intermittence du rayonnement acoustique dans le secteur aval pour un jet à $M_a = 0.9$ quand la température augmente. Cela renforce l'importance du caractère intermittent

du rayonnement acoustique dans la direction aval mentionnée précédemment. Bogey & Marsden remettent cependant en cause les conclusions de Viswanathan sur l'apparition d'une bosse aux basses fréquences qui semble, avec leurs simulations, insensible au nombre de Reynolds. Ils ne proposent pas d'explication à ce phénomène.

I.1.3 Champ proche (subsonique)

I.1.3.1 Composition du champ proche

À partir de mesures de pression en champ proche pour plusieurs positions, Arndt *et al.*[7] ont mis en évidence certaines de ses caractéristiques, en particulier la présence d'une bosse énergétique aux basses fréquences sur les spectres de pression en champ proche. Cette bosse énergétique crée une rupture de pente sur les spectres entre les basses fréquences et les hautes fréquences. En traçant les spectres pris pour plusieurs positions radiales et à une même position axiale en fonction du nombre d'onde acoustique $k = 2.\pi.f/c_0$ adimensionné par la distance $y = r - D_j/2$ du microphone à la ligne médiane de la couche de cisaillement, Arndt *et al.* ont montré une limite entre deux comportements différents. Cette représentation permet également d'étudier l'évolution des niveaux spectraux en fonction de la fréquence pour une position radiale donnée, et en fonction de la position radiale pour une fréquence donnée.

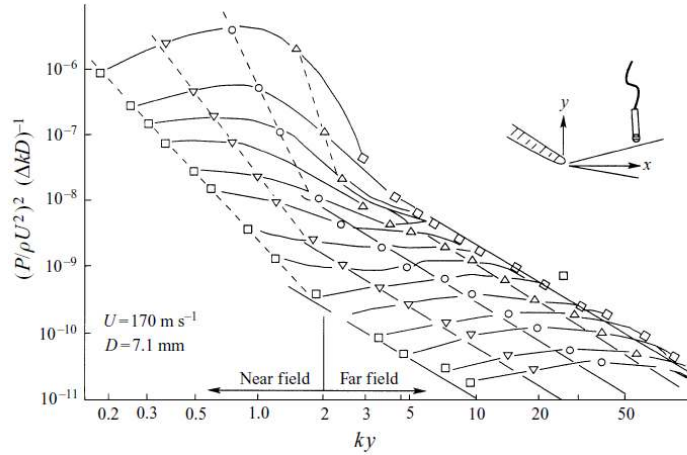


Figure I.7 – Évolution spectrale de la pression en champ proche pour plusieurs positions radiales, $M_j = 0.52$, $D_j = 7.1\text{ mm}$, $x/D_j = 3$, extrait d'Arndt *et al.* [7]. \square , $St = 0.04$; ∇ , $St = 0.08$; \circ , $St = 0.17$; \triangle , $St = 0.33$; \diamond , $St = 0.67$

Comme on peut le voir sur la figure I.7, pour les valeurs $k.y \geq 2$, les spectres ont une décroissance en $(k.y)^{-2}$. Cette décroissance correspond à un comportement de champ acoustique, selon le modèle proposé par Arndt *et al.*. Pour les valeurs $k.y \leq 2$, les spectres ont un comportement différent, les niveaux spectraux décroissent suivant y^{-6} à une fréquence donnée ou en $k^{-6.67}$ à une position radiale donnée. Ce dernier comportement correspond à un comportement hydrodynamique. Ces résultats permettent de montrer que la séparation entre un comportement hydrodynamique dominant et un comportement acoustique dominant de la pression en champ proche dépend non seulement de la position mais également de la fréquence. De plus la contribution hydrodynamique de la pression en champ proche, contribution la plus énergétique, a une décroissance plus rapide en fonction de la distance que la contribution acoustique. En effet, comme l'ont montré Suzuki & Colonius[131], la pression hydrodynamique décroît suivant une loi en e^{-kr} alors que la pression acoustique décroît suivant une loi en $1/r^2$.

Il faut cependant noter que la limite $k.y \approx 2$ n'est pas précise. D'autres auteurs comme Hall *et al.*[66] ou encore Sinha *et al.*[127] ont une limite à $k.y \approx 3 - 3.5$ pour des jets à $M_j = 0.85$ et $D_j \in \{25.4 ; 38.1 ; 50.8\}\text{ mm}$.

Afin d’approfondir l’analyse d’Arndt *et al.*[7], il peut être intéressant d’étudier séparément les contributions acoustique et hydrodynamique de la pression en champ proche. Plusieurs travaux ont été réalisés dans cette optique. Tinney & Jordan[146] et Kerhervé *et al.*[89] réalisent cette séparation au moyen d’un filtrage se basant sur les vitesses de phase ($v_\phi = \omega/k$ et $\omega = 2.\pi.f$). Les fluctuations de pression ayant une vitesse de phase vérifiant $v_\phi \geq c_0$ sont de nature acoustique et celles telles que $v_\phi \leq c_0$ sont de nature hydrodynamique. Tinney & Jordan et Kerhervé *et al.* se basent sur ces propriétés pour réaliser le filtrage à partir de mesures synchrones de pression issues d’une antenne linéique de microphones en champ proche. De telles mesures de pression leur permettent de calculer un spectre $k - \omega$, c’est-à-dire en fonction du nombre d’onde spatial (dans la direction de l’antenne) et de la fréquence, au moyen d’une double transformée de Fourier. La partie du spectre $k - \omega$ telle que $k \geq \omega/c_0$ correspond aux fluctuations de pression hydrodynamiques et l’autre partie, i.e. telle que $k \leq \omega/c_0$, correspond aux fluctuations de pression acoustiques. Cette technique ne donne cependant pas accès à tout le spectre fréquentiel de chacune des contributions.

D’autres méthodes se basant sur la transformée en ondelettes sont proposées par Grizzi & Camussi[61], Grizzi *et al.*[62] et Crawley & Samimy[43]. La technique de Crawley & Samimy se rapproche de celle présentée ci-dessus. Leur technique consiste à calculer la transformée en ondelettes en temps et en espace et de réaliser un filtrage des coefficients de la transformée en fonction de la vitesse de phase, suivant qu’elle soit subsonique ou supersonique. Les deux jeux de coefficients ainsi obtenus permettent d’obtenir par transformée inverse les contributions acoustique et hydrodynamique de la pression en champ proche. Leur technique permet d’obtenir des signaux décomposés en accord avec les résultats d’Arndt *et al.*, notamment sur la décroissance des spectres en fonction de la fréquence.

La technique de Grizzi & Camussi[61] se sert également d’un critère sur les vitesses de phase. Cependant leur technique part de l’hypothèse que les structures grandes échelles de l’écoulement responsables des fluctuations de pression hydrodynamiques sont intermittentes et localisées dans le temps. Ces propriétés sont bien adaptées à une décomposition en ondelettes. Seuls les coefficients de la transformée en ondelettes supérieurs à un certain seuil correspondent aux fluctuations de pression hydrodynamiques. Les autres coefficients de la transformée correspondent aux fluctuations de pression acoustiques. Le seuil appliqué sur l’amplitude des coefficients est défini de manière itérative. Tant que le critère sur les vitesses de phase des deux contributions du signal de pression n’est pas respecté, le seuil optimal n’est pas atteint et on continue le filtrage des coefficients avec une valeur de seuil différente. Une fois le seuil convergé, on a accès, par transformation inverse, aux signaux temporels des deux composantes des fluctuations de pression. Une autre différence de cette technique de séparation par rapport à celle développée par Crawley & Samimy vient du type d’ondelettes utilisé. Grizzi & Camussi utilisent une transformée en ondelettes orthogonale et non Crawley & Samimy qui utilisent une transformée en ondelettes continue. Comme discuté par Ruppert-Felsot *et al.*[117], la transformée en ondelettes continue, bien qu’étant adaptée à l’analyse de signaux, peut mener à une corrélation entre des coefficients voisins de la transformée, contrairement à une transformation orthogonale. Grizzi & Camussi obtiennent des contributions acoustique et hydrodynamique conformes aux résultats mentionnés précédemment, notamment sur la décroissance de l’amplitude avec la distance et la directivité de la partie acoustique. Ils ont également montré au moyen de corrélations entre des mesures de vitesse dans le jet et les contributions des signaux de pression en champ proche, le lien entre le rayonnement acoustique dans les directions aval et la zone en fin de cône potentiel. Les fluctuations de pression hydrodynamiques semblent être plus liées aux zones proches de la sortie de tuyère et en aval du cône potentiel.

I.1.3.2 Composition azimutale

Plusieurs auteurs ont étudié la composition azimutale du champ de pression proche d'un jet. Ukeiley & Ponton[147] ont réalisé des mesures de pression à proximité d'un jet à $M_j = 0.85$ au moyen d'une antenne semi-circulaire pour plusieurs positions axiales⁶. Ils ont ainsi pu montrer, au moyen de corrélations azimutales, l'importance des modes azimutaux de bas nombre d'onde devant les autres modes. Quand on se déplace vers l'aval, la contribution des modes azimutaux de bas nombre d'onde croît jusqu'à atteindre un maximum à proximité de la fin de cône potentiel puis commence à décroître.

D'autres auteurs, notamment Hall *et al.*[64], Hall *et al.*[67, 68] ou encore Coiffet[41] et Muller[109] ont étudié la structure azimutale du champ de pression proche d'un jet. Ils ont tous observé que les modes de bas nombre d'onde azimutal dominant et que le mode axisymétrique (i.e. $m = 0$) a une contribution croissante en se déplaçant vers l'aval. Hall *et al.*[67], étudiant la même configuration de jet qu'Ukeiley & Ponton, ont montré que les modes azimutaux $|m| \leq 1$ ⁷ suffisent à reconstruire correctement le signal de pression. Muller *et al.*, sur un jet à $M_j = 0.7$, ont montré que les modes azimutaux $|m| \leq 3$ peuvent représenter jusqu'à 95% de l'énergie totale du signal. Hall *et al.* ont également montré que les modes $m = 0$ et $|m| = 1$, bien qu'ayant des niveaux énergétiques équivalents, n'ont pas les mêmes caractéristiques spectrales, en particulier les mêmes fréquences dominantes.

I.1.3.3 Lien avec le champ lointain

Dans leurs travaux, Hall *et al.*[67, 68, 66] ont étudié les corrélations et cohérences spectrales entre des signaux de pression en champ proche et des signaux de pression en champ lointain, issus d'acquisitions simultanées sur un jet isotherme à $M_j = 0.85$. Ils ont obtenu des niveaux de cohérence maximaux avec le champ lointain acoustique pour la partie du spectre en champ proche telle que $k.y \leq 3$, c'est-à-dire la partie en champ proche dominée par les fluctuations de pression hydrodynamique donc ne rayonnant pas en champ lointain. La partie des spectres en champ proche telle que $k.y \geq 3$ montre également des niveaux de corrélation non négligeables avec le champ lointain acoustique mais ceux-ci sont inférieurs. Les signaux en champ lointain dans les directions aval de propagation sont les plus corrélés aux signaux en champ proche. On peut rapprocher ce dernier résultat des calculs de corrélations croisées en champ lointain issus des travaux de Viswanathan[154] ou Tam *et al.*[141] qui ont montré la forte cohérence du rayonnement acoustique en aval et la faible corrélation du rayonnement dans les directions plus transverses. Ainsi les forts niveaux de corrélation entre le champ proche de pression et le champ lointain dans les directions aval sont en accord avec cette propriété du rayonnement acoustique aval.

La source dominante du bruit de jet semble donc être en basses fréquences pourtant dominées par la pression hydrodynamique, ne rayonnant pas en champ lointain. Il y a donc une contribution acoustique cachée par la pression hydrodynamique dans cette partie du spectre. Hall *et al.*[67] ont de plus montré que les signaux en champ lointain dans les directions aval ont un maximum de corrélation avec les signaux en champ proche pour $x/D_j \in [6 ; 10]$, c'est-à-dire en aval de la fin de cône potentiel qui, pour la configuration étudiée, se situe à $x/D_j = 6$.

Hall *et al.*[67, 68] ont approfondi l'étude en calculant les corrélations entre les modes azimutaux du champ proche et les signaux en champ lointain, au moyen de mesures en champ proche faites avec une antenne azimutale. Leurs travaux ont montré l'importance du mode axisymétrique pour le rayonnement acoustique en aval. En effet, ils ont obtenu avec le mode axisymétrique des niveaux de corrélation supérieurs à ceux obtenus avec les signaux bruts en champ proche. De plus, les niveaux de cohérence obtenus avec le mode axisymétrique sont maximaux pour les basses fréquences telles que $k.y \leq 3$. Cela confirme donc que la

6. pour $x/D_j \in [0 ; 8]$ et $r/D_j = 2$

7. i.e. la somme des modes azimutaux $m = -1$, $m = 0$ et $m = 1$

source acoustique dominante du jet est axisymétrique, en accord avec Juvé *et al.*[83] et Viswanathan[154], et à basses fréquences. Son rayonnement peut être détecté dans le champ proche, pourtant dominé par la pression hydrodynamique aux positions étudiées. Les calculs de corrélation réalisés avec les autres modes azimutaux, dont le mode hélicoïdal $|m| = 1$ ⁸, donnent des niveaux de corrélation beaucoup plus faibles que ceux obtenus avec le mode $m = 0$ et pour toutes les positions angulaires en champ lointain. En particulier, les positions angulaires dans les directions plus en amont pour lesquelles les modes d'ordre $m = 1 - 2$ sont dominants devant les autres modes[83, 36]. Ces résultats suggèrent la présence de mécanismes générateurs de bruit différents suivant la direction de propagation.

I.2 Simulation numérique instationnaire pour le bruit de jet

Afin de compléter les analyses basées sur des travaux expérimentaux, des techniques de simulation numérique ont été développées. En effet, contrairement aux mesures expérimentales limitées par leur intrusivité et le nombre de capteurs, les capteurs numériques peuvent être placés n'importe où. Il devient donc possible d'investiguer de manière plus approfondie les mécanismes de génération du bruit de jet. Pour simuler un jet turbulent, la meilleure technique semble donc être la DNS (*Direct Numerical Simulation*). Cette méthode de simulation numérique consiste à résoudre directement les équations de la mécanique des fluides. Toutes les échelles turbulentes de l'écoulement, en particulier celles jusqu'à l'échelle de Kolmogorov, sont calculées. Cette technique, bien que servant d'expérience numérique de référence, est très coûteuse au niveau des ressources informatiques. Comme le nombre de mailles nécessaires à la mise en place de la simulation est proportionnel à $\sim Re^{9/4}$, réaliser une DNS d'un jet à un nombre de Reynolds de configuration industrielle (i.e. de l'ordre de 10^6) n'est pas possible. Cependant on peut citer les travaux de Freund[60] qui a réalisé une DNS d'un jet turbulent à $M = 0.9$ et $Re = 3600$ se basant sur les données expérimentales de Stromberg *et al.*[130].

Pour pallier le besoin de ressources informatiques prohibitifs nécessaires à la mise en place d'une simulation numérique par DNS permettant de calculer l'écoulement et le rayonnement acoustique d'un jet, d'autres techniques ont été développées. Des méthodes stochastiques pour générer les termes sources issus d'un calcul RANS (*Reynolds Averaged Navier-Stokes*) ont été mises au point, notamment par Ewert *et al.*[52], Dieste & Gabart[48] ou encore Lafitte *et al.*[93], et ainsi calculer le bruit de jet par couplage avec une technique de propagation acoustique comme les équations d'Euler. Mais ces techniques, bien que plus légères en termes de ressources informatiques nécessaires, ne permettent pas de reproduire suffisamment fidèlement le bruit de jet pour pouvoir faire une analyse poussée des mécanismes de génération de bruit. Afin d'avoir accès à l'aspect instationnaire de l'écoulement pour un coût informatique raisonnable, une autre méthode se basant sur un filtrage des équations de Navier-Stokes a été développée. Cette méthode appelée LES⁹ (*Large Eddy Simulation*) permet de ne résoudre que les grandes échelles turbulentes de l'écoulement, allégeant ainsi les besoins de ressources informatiques. Les petites échelles de l'écoulement sont modélisées. Cette méthode de simulation numérique est celle retenue dans les travaux présentés dans la suite.

I.2.1 Simulation aux Grandes Échelles

Comme mentionné ci-dessus, la méthode de simulation numérique LES permet de calculer seulement les grandes échelles turbulentes de l'écoulement. La séparation entre les grandes

8. dans leur étude, Hall *et al.* ont sommé les modes azimutaux $m = +1$ et $m = -1$

9. ou SGE en français pour Simulation aux Grandes Échelles

échelles, calculées, et les petites échelles, modélisées, se fait au moyen d'un filtrage des grandeurs de l'écoulement calculées à partir des équations de Navier-Stokes. Ce filtrage se fait en pratique implicitement à partir du maillage utilisé pour la simulation numérique. Les échelles calculées sont liées aux tailles de maille employées dans le maillage. Plus un maillage sera fin, et donc aura une taille de maille minimale petite, plus la plage d'échelles turbulentes calculées sera étendue, mais également plus le coût de calcul sera grand. Pour la forme compressible des équations de Navier-Stokes, adaptée aux jets à nombre de Mach élevé, un changement de variable est usuellement employé. Ce changement de variable utilise des variables pondérées par la masse volumique de manière similaire à la moyenne de Favre[54] utilisée pour les équations RANS. Ainsi les variables utilisées dans les équations LES sont décomposées selon :

$$f = \tilde{f} + f'' \quad (\text{I.5})$$

où \tilde{f} représente la partie résolue de l'écoulement, donc la partie associée aux grandes échelles, et f'' représente la partie non-résolue, donc associée aux petites échelles. La partie \tilde{f} est calculée à partir du filtrage de Favre obtenue par :

$$\tilde{f} = \frac{\overline{\rho\phi}}{\bar{\rho}} \quad (\text{I.6})$$

où $\bar{\rho}$ correspond à la masse volumique filtrée au moyen d'un filtre passe-haut. Ce filtre peut être une fenêtre, un filtre Gaussien ou une coupure spectrale et correspond en pratique à la résolution du maillage.

Comme les petites échelles de la turbulence de l'écoulement ne sont pas résolues par l'approche LES, la cascade énergétique correspondant au transfert d'énergie produite par les grandes échelles de la turbulence vers les petites échelles de la turbulence doit être modélisée afin d'éviter une accumulation d'énergie non-physique. La dissipation de cette énergie passe par la fermeture des équations LES consistant à utiliser un modèle de sous-maille, c'est-à-dire un modèle visant à reproduire l'action des échelles non-résolues. Plusieurs approches existent, on peut notamment citer le modèle de Smagorinsky[128] basé sur une viscosité turbulente permettant de dissiper l'énergie des grosses structures transmises aux petites échelles. Une autre approche, l'approche MILES (*Monotonically Integrated Large Eddy Simulation*), consiste à ne pas modéliser les échelles non-résolues, partant du principe que la dissipation numérique due aux schémas de discrétisation utilisés permet de dissiper l'énergie transférée aux échelles non-résolues et ainsi de prendre en compte leur effet. Cette approche a notamment été utilisée par Muller[109] et comparée au modèle de Smagorinsky, menant à des résultats très similaires. Il faut garder à l'esprit que la dissipation numérique a des effets non-maîtrisés et peut parfois être trop importante, ce qui peut influencer sur le nombre de Reynolds effectif de l'écoulement. Une dernière approche, notamment employée par Bogey & Bailly[17], Barré[8] et Bogey *et al.*[24, 25], consiste à utiliser un filtrage numérique explicite permettant de dissiper l'énergie transférée aux petites échelles.

De nombreuses simulations numériques utilisant la méthode LES ont été réalisées sur les jets subsoniques et turbulents à haut nombre de Reynolds. Les travaux de Bogey *et al.*[20] et Bodony & Lele[13] notamment ont montré la possibilité de simuler numériquement le bruit de jet subsonique pour des jets isothermes et chauds. Cependant, à cause des limitations sur les ressources informatiques, leurs simulations ne prenaient pas en compte la géométrie de la tuyère. Les conditions d'entrée du jet consistaient alors en des profils de champ moyen. Des perturbations étaient également ajoutées afin de faire transitionner la couche de cisaillement vers un état turbulent. Bogey & Bailly[16] ont montré la grande influence de l'amplitude du forçage sur les résultats. Pour contourner ce problème, d'autres simulations prennent en compte la géométrie de la tuyère comme notamment celles présentes dans les travaux de Biancherin[11], Biancherin

et al.[12], Lupoglazoff *et al.*[102], Shur *et al.*[125, 126] et Andersson *et al.*[5]. Comme la géométrie de la tuyère était incluse et qu'il était pensé que la géométrie des lèvres de la tuyère suffisait à perturber la couche de cisaillement, ces simulations n'utilisaient pas de forçage. Cependant les travaux de Barré *et al.*[8] et plus récemment Bogey *et al.*[25] ont mis en avant la nécessité d'utiliser un forçage¹⁰ afin de déclencher l'état turbulent de la couche de cisaillement en plus de la prise en compte de la géométrie de la tuyère et ceci en amont de l'éjection. Cela est nécessaire pour se rapprocher des configurations expérimentales de jets à haut nombre de Reynolds. Zaman[157] a en effet montré que les jets à haut nombre de Reynolds $Re \geq 5.10^5$ sont initialement turbulents alors que les jets à nombre de Reynolds $Re \leq 10^5$ ont tendance à être initialement laminaires. L'importance des conditions initiales sur le développement du jet ainsi que sur l'acoustique rayonnée a été montrée expérimentalement par les travaux de Hussain & Zedan[77, 78], Husain & Hussain[76] et Zaman[156] entre autres, ainsi que numériquement par Bogey & Bailly[19] et Bogey *et al.*[25]. Avec le développement récent des ressources informatiques, notamment pour les grands moyens de calcul, d'autres aspects essentiels à prendre en compte dans la simulation numérique ont été mis en avant. En effet, Bogey *et al.*[24] et Brès *et al.*[26] ont montré l'importance du maillage et son influence sur les résultats obtenus. Bogey *et al.* sont notamment parvenus à une convergence de maillage après avoir fait varier différents paramètres telles les résolutions azimuthale, radiale en paroi et axiale. Ils préconisent également de porter une attention particulière au déraffinement du maillage le long de la couche de cisaillement. Avec les avancées récentes, l'étude des mécanismes physiques de génération de bruit présents dans le jet est désormais envisageable. Les calculs LES réalisés au cours de ces travaux de thèse et présentés dans la suite, utilisent un modèle de sous-maille de Smagorinsky et un déclenchement de la turbulence dans la tuyère.

I.2.2 Calcul du champ lointain

Calculer directement le champ acoustique lointain à partir de la simulation numérique, bien que possible théoriquement, n'est en pratique pas faisable à cause du coût prohibitif en ressources informatiques nécessaires pour propager les ondes acoustiques jusqu'au point d'écoute. Des techniques de projection ont été mises au point permettant d'obtenir le champ acoustique lointain à partir du champ acoustique proche. Ces techniques se basent sur des hypothèses liées à la propagation des ondes acoustiques en dehors du domaine de calcul de la simulation numérique de l'écoulement. Plusieurs techniques sont utilisées dans la littérature. On peut notamment citer les techniques d'intégration surfacique et les techniques d'intégration volumique. À ces deux approches, on peut également ajouter la propagation géométrique se basant sur une loi en $1/r$ (avec r correspondant à la distance entre le point d'observation et la source) liée aux ondes sphériques. Cette dernière méthode de propagation a été utilisée notamment par Bogey *et al.*[20]. Cependant, elle dépend de la position du point source utilisé et est également sensible aux fluctuations hydrodynamiques. En effet ces dernières ayant une décroissance exponentielle[131], peuvent être potentiellement présentes en champ lointain par cette méthode d'intégration, menant ainsi à des surestimations des niveaux acoustiques.

Les méthodes d'intégration surfacique se servent de données instationnaires stockées sur une surface fictive¹¹ englobant l'ensemble des termes sources. Les ondes acoustiques sont ensuite propagées en champ lointain. Parmi les approches surfaciques, il y a la formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings[55] et la formulation de Kirchhoff[103, 104]. La formulation en surface poreuse de Ffowcs-Williams & Hawkings est en général préférée à la formulation de Kirchhoff car comme mentionné par Rahier *et al.*[114] et Bodony & Lele[14], celle-ci est moins sensible à la position de la surface que la formulation de Kirchhoff et moins sensible à la génération de bruit parasite lorsque les surfaces sont traversées par de la turbulence. Cependant,

10. ils utilisent un forçage sous la forme de fluctuations de vitesse aléatoires en temps et en espace et à divergence nulle, voir Bogey & Bailly[16] et Bogey *et al.*[21] pour plus de détails sur la méthode

11. i.e. n'intéragissant pas avec l'écoulement

la question de la fermeture en aval de la surface reste une question encore ouverte. Si la surface est laissée ouverte, toutes les contributions ne peuvent être prises en compte, pouvant mener ainsi à des sous-estimations des niveaux acoustiques. Si la surface est fermée, alors des bruits parasites peuvent être générés par la présence de tourbillons pouvant traverser la fermeture.

Comme leur nom l'indique, les méthodes d'intégration volumique comme l'analogie de Lighthill se servent de données stockées dans un volume afin de propager les ondes acoustiques en champ lointain. Cette méthode, bien que permettant d'avoir accès à plus d'informations comme les différents termes du tenseur de Lighthill, et permettant ainsi d'étudier leur influence relative sur l'acoustique rayonnée, est peu employée du fait de la grande quantité de données nécessaire à stocker. De plus il a été montré par Muller *et al.*[110] que les résultats pouvaient être sujets à une contamination des hautes fréquences menant à une surestimation des niveaux acoustiques, pénalisante notamment pour les directions de propagation amont. La méthode de propagation retenue lors de ces travaux de thèse pour calculer le champ lointain à partir de données issues de simulation numérique par la méthode LES est donc la formulation en surface poreuse de Ffowcs-Williams & Hawkings.

I.3 Étude de stabilité

I.3.1 Instabilité de Kelvin-Helmholtz

L'instabilité de Kelvin-Helmholtz apparaît lorsque deux fluides, considérés non visqueux, se déplacent suivant une même direction à des vitesses ou avec des pressions différentes et séparés par une interface fictive représentant une ligne de courant. Une légère perturbation de cette surface entraîne un déplacement du fluide avec une forme ondulatoire. Dans les zones où le fluide s'est déplacé vers le « haut », la vitesse, par conservation du débit, a augmenté et donc la pression, par application du théorème de Bernoulli, a diminué. Ainsi le déplacement vers le « haut » du fluide s'accroît. Un raisonnement similaire s'applique pour une zone où le fluide s'est déplacé vers le « bas ». Ainsi l'interface devient très instable. Et par convection de l'écoulement cette déformation va aboutir à l'apparition d'un tourbillon se déplaçant dans le sens de l'écoulement. Ceci est schématisé sur la figure I.8.

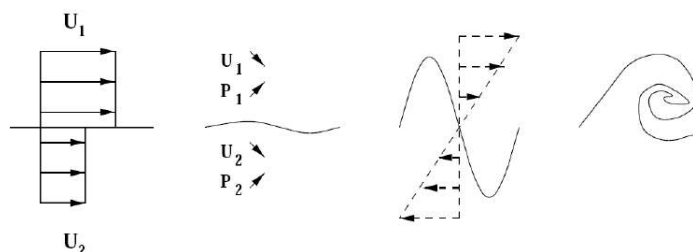


Figure I.8 – *Instabilité de Kelvin-Helmholtz*

Bien que ce modèle soit très simplifié, on se rend compte que cette instabilité correspond bien au cas des jets. La couche de cisaillement axisymétrique entraîne la formation de structures en forme d'« anneaux ». Ces structures vont ensuite s'apparier et entraîner la formation de structures tri-dimensionnelles.

I.3.2 Stabilité locale

Une étude de stabilité permet d'étudier un écoulement sous une autre approche. En effet, on aborde la couche de mélange comme une superposition d'ondes d'instabilité qui se propagent et s'amplifient dans la direction longitudinale au lieu de considérer les structures cohérentes comme des tourbillons. Cela permet d'obtenir la structure modale de l'écoulement sans pour autant passer par de lourds calculs numériques de type LES.

Un écoulement stable correspond à un écoulement qui, si perturbé, ne varie pas trop, voire revient à son état non perturbé. Comme les équations d'évolution des écoulements sont non linéaires, on distingue le cas des faibles perturbations de celles d'amplitude dites "finies", via une approche linéaire, respectivement non linéaire, de la stabilité. Dans le premier cas, on linéarise les équations autour d'un écoulement de base. Un écoulement est dit linéairement stable si les solutions de ces équations linéarisées sont amorties.

En pratique, pour faire une analyse de stabilité linéaire, on décompose les variables de l'écoulement en la somme d'une partie correspondant à l'écoulement dit de base (vérifiant les équations d'évolution) et d'une partie correspondant aux perturbations. On substitue dans les équations cette décomposition et on soustrait les équations vérifiées par l'écoulement de base. On linéarise ensuite en négligeant les termes de deuxième ordre (ou plus) en perturbations (e.g. produit de perturbations). Si les coefficients ne dépendent ni du temps, ni de la position, on peut effectuer une décomposition en modes normaux de la forme :

$$u(x, \theta, t) = \Phi . e^{i(kx - m\theta - \omega t)} \quad (\text{I.7})$$

avec $k \in \mathbb{C}$ le nombre d'onde longitudinal, m le nombre d'onde azimutal¹² et ω la pulsation. Le choix de prendre $k \in \mathbb{C}$ et $(m, \omega) \in \mathbb{R}^2$ implique que les ondes d'instabilité ont une croissance spatiale. Les travaux de Michalke[107] ainsi que d'autres travaux ont montré que dans le cas d'un écoulement de jet, il faut plutôt utiliser une théorie de la stabilité se basant sur des perturbations à croissance spatiale plutôt qu'à croissance temporelle. Le taux de croissance de l'onde d'instabilité est alors $-\Im(k)$. Un meilleur accord avec les résultats expérimentaux est obtenu sur les vitesses de phase ou les taux d'amplification. Crow & Champagne[45] ont par ailleurs souligné l'importance des conditions aux limites à utiliser. On peut remarquer (cf. formule (I.7)) que la croissance est exponentielle : donc les modes d'instabilité ont rapidement une amplitude suffisamment importante pour que les effets non linéaires ne soient plus négligeables.

Dans le cas de l'approche de stabilité locale pour un écoulement de type jet axisymétrique, on néglige les effets non parallèles de l'écoulement, en supposant la vitesse radiale nulle¹³ et l'écoulement moyen dépendant de la position radiale seulement. En pratique, on réactualise à chaque abscisse x l'écoulement de base. Cette hypothèse d'écoulement quasi-parallèle est justifiée tant que la longueur d'onde $\lambda = 2\pi/\Re(k)$, l'échelle de variation de la perturbation, est faible devant l'échelle de variation de l'écoulement de base. L'écoulement moyen est donc du type :

$$\bar{U} = (\bar{u}_x(r) ; 0 ; 0) \quad (\text{I.8})$$

Le problème aux valeurs propres obtenu est alors facile à résoudre tant que le taux de croissance de l'instabilité est positif. Dès que l'amplitude de l'instabilité décroît, la résolution nécessite de passer par le plan complexe. On peut se référer à Tam & Burton[136, 137] pour

12. la convention prise est telle que les modes azimutaux d'ordre m positif tournent dans le sens direct

13. négligée devant la vitesse axiale dans la zone étudiée

plus de détails sur la résolution du problème.

Il faut noter l'importance du choix de l'écoulement de base retenu pour la linéarisation des équations. Il influence directement les résultats obtenus, usuellement on utilise un champ de vitesse moyen. Michalke[107] a noté une influence de l'écoulement de base sur les vitesses de phase notamment.

Les études de stabilité sur les jets circulaires faites par Michalke ont montré l'influence du paramètre $\delta_{0.5}/\delta_\theta$ sur l'évolution des modes d'instabilité, où $\delta_{0.5}$ et δ_θ représentent respectivement le rayon à mi-vitesse et l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement du jet. À $\delta_{0.5}/\delta_\theta \gg 1$, typiquement au niveau de la sortie de tuyère, la couche de cisaillement d'un jet circulaire peut être assimilée à une couche de cisaillement plane. Les premiers modes azimuthaux d'instabilité ont alors des taux d'amplification semblables. Quand on s'éloigne vers l'aval, l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement croît et $\delta_{0.5}/\delta_\theta$ diminue. Dans les premiers diamètres du jet, $\delta_{0.5}/D_j \approx 0.5$, comme on peut le voir sur les résultats expérimentaux de Fleury *et al.*[57] par exemple. Michalke a montré que la décroissance de $\delta_{0.5}/\delta_\theta$ entraîne une diminution des taux d'amplification, le jet devient alors plus stable. Cohen & Wygnanski[39] ont retrouvé ces conclusions à partir d'une étude de stabilité réalisée sur les 7 premiers modes azimuthaux ($0 \leq m \leq 6$) de jets pour des nombres de Reynolds $Re \in [10^4 ; 2.9 \times 10^4]$. En aval du cône potentiel, seuls les modes $|m| \leq 1$ restent amplifiés, le mode azimuthal $m = 1$ dominant à toutes les fréquences. Ainsi, l'épaississement de la couche de mélange dans la direction longitudinale privilégie les modes azimuthaux de bas nombre d'onde en atténuant plus rapidement la croissance des modes d'ordre plus élevé.

Crow & Champagne[45] ont montré des limites à la théorie de la stabilité linéaire pour l'explication de la fréquence préférée $St \sim 0.3$ observée sur les spectres de fluctuation de vitesse pour les jets. Un mode à $St \sim 0.3$ peut en effet atteindre une amplitude maximale sous les effets combinés de la croissance linéaire et de la saturation non linéaire. Les ondes à la fréquence $St \sim 0.3$ ont une amplitude supérieure à celles aux autres fréquences. De plus Strange & Crighton[129] ont montré que les effets non-parallèles, habituellement négligés, pouvaient mener à des écarts par rapport aux mesures. En prenant en compte ces effets, ils réussissent à valider les résultats théoriques des taux de croissance axiaux de la pression fluctuante dans la couche de cisaillement d'un jet excité avec une perturbation cohérente de mode azimuthal $m = 1$.

I.3.3 Parabolized Stability Equations (PSE)

I.3.3.1 Formulation linéaire

Plus récemment, une nouvelle approche pour l'étude de la stabilité d'un écoulement a été développée, il s'agit de l'approche PSE. Cette approche est basée, comme dans le cas de la stabilité linéaire classique, sur la décomposition des variables de l'écoulement en une partie moyennée par rapport au temps et une partie fluctuante contenant toutes les instationnarités et supposée petite devant la partie moyenne. Cette partie fluctuante, correspondant aux modes d'instabilité, est décomposée à son tour en une fonction d'amplitude ((1) de l'équation (I.9)) variant lentement dans la direction longitudinale et en une partie ondulatoire variant rapidement ((2) de l'équation (I.9)) :

$$q(r, \theta, x, t) = \underbrace{\hat{q}(r, x)}_{(1)} \underbrace{\exp\left(i \int_{x_0}^x \alpha(\xi) d\xi\right) \exp(i(m\theta - \omega t))}_{(2)} \quad (\text{I.9})$$

Cette décomposition (formule (I.9)) permet de prendre en compte le caractère faiblement

divergent de l'écoulement à travers les termes $\int_{x_0}^x \alpha(\xi) d\xi$ et $\hat{q}(r, x)$ représentant la fonction de forme supposée lentement variable et imposée comme telle grâce à la condition de normalisation. Cette condition de normalisation s'écrit :

$$\forall x, \int_0^{+\infty} \left(\hat{u}_r^* \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial x} + \hat{u}_\theta^* \frac{\partial \hat{u}_\theta}{\partial x} + \hat{u}_x^* \frac{\partial \hat{u}_x}{\partial x} \right) dr = 0 \quad (\text{I.10})$$

Les variables de l'écoulement ainsi décomposées sont ensuite introduites dans les équations de Navier-Stokes. Un système d'équations pour les perturbations est alors obtenu par retranchement des équations des grandeurs moyennes et en négligeant les termes de dérivée seconde par rapport à la position longitudinale, l'écoulement variant lentement suivant cette direction. Certaines études[113, 98] utilisent les équations linéarisées d'Euler, aucun terme en dérivée seconde n'apparaît alors. Cela permet en plus sous certaines conditions d'avoir un système d'équations parabolique ou quasi-parabolique compte tenu de la normalisation (voir Airiau[2]).

Les équations étant linéaires et homogènes, toute perturbation proportionnelle à une solution du système d'équations est aussi solution. Autrement dit, les niveaux absolus ne sont pas connus. Les comparaisons (absolues) avec des grandeurs expérimentales ne sont donc pas possibles, seules les évolutions peuvent être comparées. La résolution des équations permet alors d'obtenir les grandeurs de l'écoulement en champ proche. Les ondes acoustiques en champ lointain ne sont par contre pas bien estimées par les calculs PSE. Pour pallier ce problème, on peut utiliser l'équation des ondes[137, 113] ou la méthode surfacique de Kirchhoff[98, 116].

Plusieurs études ont été réalisées avec l'approche PSE pour les jets. Rodriguez *et al.*[116] ont utilisé l'approche PSE à partir des équations de Navier-Stokes sur plusieurs jets subsoniques à $M_j \in [0.4 ; 0.9]$ pour $Re \sim 10^5$. Leurs calculs PSE montrent un bon accord avec les mesures au niveau de la pression en champ lointain ainsi que la pression en champ proche pour les positions axiales en amont de la fin de cône potentiel. En filtrant les mesures à partir de la méthode de décomposition en modes propres (POD), Rodriguez *et al.* retrouvent un bon accord avec les mesures pour les positions en aval de la fin de cône potentiel. Ce filtrage POD permet d'enlever le bruit des sources non corrélées. Cependant ils ont noté un moins bon accord en basses fréquences pour les jets à plus faible vitesse.

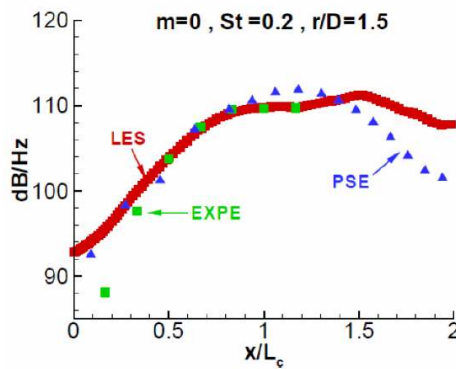


Figure I.9 – Comparaison à $r/D_j = 1.5$ du mode $m = 0$ à $St = 0.2$ entre les résultats expérimentaux et les résultats issus d'un calcul LES et d'un calcul PSE pour un jet subsonique chaud à $M_j = 0.7$ et $T_j/T_\infty = 2.96$. Extrait de Piot *et al.*[113]

Les travaux de Piot *et al.*[113] se basent sur une approche PSE à partir des équations d'Euler linéarisées. Deux configurations de jet chaud ont été étudiées, un jet subsonique à $M_j = 0.7$ calculé à partir d'une simulation LES et un jet supersonique à $M_j = 2$ calculé à partir des équations d'Euler linéarisées. Pour le jet subsonique des bons accords sur les niveaux de pression en champ proche ont été obtenus notamment pour les modes azimutaux $m = 0$

et $m = 1$, jusqu'à la fin de cône potentiel (cf. figure I.9). En aval, les amplitudes calculées à partir de la méthode PSE décroissent plus rapidement. Piot *et al.* attribuent ces écarts aux effets non linéaires qui ne sont pas pris en compte avec la formulation utilisée. Pour le jet supersonique, des bons accords sont obtenus en champ lointain, notamment au niveau de l'évolution des niveaux acoustiques pour différents modes azimutaux et différentes fréquences.

L'approche PSE présente certains avantages par rapport à des calculs plus complexes telles les simulations LES car elle coûte relativement peu cher en temps de calcul et est assez facile à mettre en place. De plus, elle permet d'avoir accès à la structure azimutale et fréquentielle du champ proche, aux fluctuations de pression en champ lointain, ainsi qu'à l'évolution spatiale des instabilités aussi bien pour des jets subsoniques que pour des jets supersoniques. Cette approche est également plus fiable que la théorie de stabilité classique car elle prend en compte en plus les effets faiblement non parallèles. Cependant l'approche PSE ne donne pas accès aux amplitudes absolues et un recalage par rapport à des mesures ou une simulation numérique est donc nécessaire.

I.3.3.2 Formulation non linéaire

L'approche PSE non linéaire consiste à prendre en compte les interactions non linéaires entre les différentes longueurs d'onde et les différentes fréquences. Pour cette approche, le choix des conditions initiales, notamment l'amplitude des modes, ont une grande importance contrairement au cas linéaire. En effet, comme les interactions non linéaires entre modes sont prises en compte, on ne peut pas faire comme si ces derniers évoluaient indépendamment les uns par rapport aux autres. L'amplitude relative des modes les uns par rapport aux autres est donc importante. En pratique, on calcule les interactions non linéaires entre quelques modes choisis comme dominants et leurs harmoniques. Pour fixer l'amplitude initiale, deux types d'approche ont été utilisés par Cheung *et al.*[38] et Rodriguez *et al.*[116].

Une première approche possible pour fixer les amplitudes initiales consiste à utiliser des amplitudes modales obtenues par PSE linéaire (ou une étude de stabilité linéaire classique) dont les évolutions ont été recalées sur des mesures expérimentales. Les non-linéarités sont supposées faibles sur les premiers diamètres du jet. L'inconvénient de cette méthode vient du fait que les mesures servant au recalage correspondent à une réalisation du jet, il en faudrait donc beaucoup afin d'obtenir un résultat non biaisé.

Une autre approche, proposée par Rodriguez *et al.*, consiste à obtenir une fourchette de valeurs initiales à partir d'une valeur initiale, obtenue par exemple à partir de mesures, que l'on module aléatoirement en phase et en amplitude. Cette méthode est moins adaptée quand les effets non linéaires sont moins discernables. Par exemple, Rodriguez *et al.* ont observé que pour les fréquences vérifiant $St \geq 3$, les amplitudes des fluctuations de pression calculées par PSE linéaire et PSE non linéaire ont la même évolution.

Les travaux de Cheung *et al.* portent sur un jet subsonique et un jet supersonique. Ils ont montré que l'approche PSE non linéaire pouvait reproduire le rayonnement acoustique en champ lointain d'un jet supersonique. Par contre, pour le jet subsonique des écarts sont observés en champ lointain malgré le bon accord obtenu en champ proche. En utilisant l'analogie acoustique de Lilley pour calculer les signaux en champ lointain, ils obtiennent néanmoins un bon accord avec le calcul DNS leur ayant servi de référence.

La prise en compte des effets non linéaires dans les calculs de stabilité apporte une réelle amélioration des résultats, du moins pour les jets subsoniques. Une telle approche permet également d'étudier les phénomènes d'interaction non linéaire, par exemple dans le cas d'un jet excité à plusieurs fréquences (cf. Rodriguez *et al.*[116]) ou plusieurs modes azimutaux. Cependant il

apparaît nécessaire de coupler les calculs PSE avec une analogie acoustique pour reproduire les signaux acoustiques en champ lointain.

I.4 Contrôle du bruit de jet

Différentes méthodes ont été mises au point afin de réduire le bruit de jet. Certaines utilisent des technologies passives basées sur une modification de la géométrie de la tuyère ou sur l'ajout d'éléments au niveau des lèvres de la tuyère permettant ainsi d'agir directement sur le jet et indirectement sur le bruit qu'il rayonne. Bien qu'efficaces ces méthodes entraînent généralement une perte de poussée pénalisante sur toute la durée du vol, alors qu'elles sont surtout utiles au décollage où le jet est la première source de bruit. C'est pourquoi d'autres technologies de réduction de bruit ont été développées, basées sur des systèmes actifs. Ces derniers présentent l'avantage de pouvoir être désactivés après le décollage, évitant ainsi de pénaliser l'avion durant toute la durée du vol de croisière, durant laquelle l'avion est suffisamment éloigné du sol pour que l'impact du bruit de jet soit négligeable. Les principales méthodes de réduction de bruit (passives et actives) sont présentées dans la suite.

I.4.1 Contrôle passif

Les tabs (ou onglets) constituent un premier type d'actionneurs passifs (cf. figure I.10(a)). Ils représentent des cassures marquées du bord de fuite de la tuyère, réparties de façon intermittente ou non, et pénètrent dans l'écoulement avec un angle de pénétration pouvant aller jusqu'à 45°. Leur présence casse l'axisymétrie de la tuyère et crée de la vorticité longitudinale favorisant ainsi le mélange, comme montré notamment par Zaman *et al.*[161] et Reeder & Samimy[115]. De plus, les tabs permettent également de supprimer le screech en cassant la rétroaction nécessaire à sa génération (cf. Tanna[144] et Zaman *et al.*[160]). La vorticité générée par les tabs vient de la scission du jet principal en plusieurs jets secondaires (*jetlets*), dont le nombre correspond au nombre de tabs, qui forment une couronne autour du jet principal. Plus loin en aval cette couronne fusionne avec le jet principal. La vorticité longitudinale ainsi crée au détriment de la vorticité azimutale entraîne une augmentation du mélange menant à un épaississement de la couche de cisaillement (et donc à une diminution des instabilités de type Kelvin-Helmholtz) et à une réduction de la longueur de cône potentiel.

Les tabs peuvent avoir des formes variées, notamment rectangulaires, mais selon Zaman *et al.*[161] et Tam & Zaman[142], la forme optimale favorisant l'augmentation du mélange semble être les « delta tabs » (i.e. de forme triangulaire). Tam & Zaman recommandent également que les tabs ne soient pas trop gros car sinon il n'y aurait plus de jet principal mais seulement les jets secondaires.

La modification de la structure du jet entraîne une modification de son rayonnement acoustique. La scission du jet en un jet principal (de diamètre inférieur) et en jets secondaires fait apparaître des pics secondaires sur les spectres acoustiques. Tam & Zaman[142] relient ces pics secondaires au jet principal et aux jets secondaires. Leurs fréquences sont plus élevées que la fréquence de pic sans tabs qui voit son niveau spectral diminuer. Les basses fréquences voient ainsi leur niveau spectral diminuer au profit de celui des hautes fréquences. Selon Tam & Zaman, ce décalage des basses fréquences vers les hautes fréquences est fonction du nombre de tabs autour des lèvres de la tuyère. Il semble donc possible de contrôler le décalage en hautes fréquences de façon à ce que cela soit moins gênant (notamment dans le contexte de certification acoustique). Pour un jet subsonique, une baisse des niveaux acoustiques de l'ordre de 2dB pour les directions aval peut être obtenue. Par contre les niveaux acoustiques dans les directions amont et transverses subissent une augmentation aux hautes fréquences. Comme mentionné précédemment, la forte intrusivité des tabs entraîne une forte augmentation du

mélange qui résulte en une augmentation des niveaux acoustiques en hautes fréquences malgré la baisse obtenue en basses fréquences. De plus des pertes de poussée non négligeables peuvent être obtenues, de l'ordre de 0.3%.

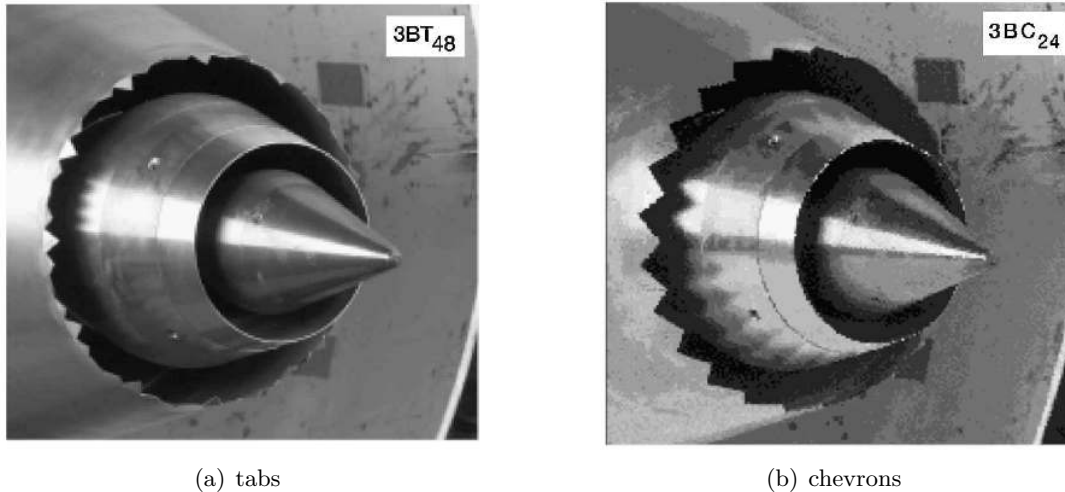


Figure I.10 – Tuyères sur lesquelles sont installés des tabs (a) et des chevrons (b), extrait de Saiyed et al.[118]

Sur la figure I.10(a) est représentée une tuyère double-flux sur le secondaire de laquelle sont installés des tabs. Sur la figure I.10(b), il s'agit de chevrons. On peut remarquer la différence de géométrie entre les deux. En effet, les tabs apparaissent irréguliers alors que les chevrons sont réguliers et ont tous la même forme.

Les chevrons (cf. figure I.10(b)), qui représentent une extension des parois de la tuyère en un bord continuement dentelé, sont une évolution des tabs. Ils sont beaucoup moins intrusifs que les tabs, pour lesquels des angles de pénétration jusqu'à 45° peuvent être utilisés, les pertes de poussée obtenues sont moins pénalisantes $\sim 0.1\%$. Les chevrons génèrent également de la vorticité longitudinale qui augmente le mélange mais de manière beaucoup moins marquée que pour les tabs du fait de leur pénétration plus faible. Ainsi les chevrons permettent d'obtenir une réduction du bruit avec une perte de poussée minimisée. Callender *et al.*[31] ont montré que pour une pénétration plus élevée des chevrons, les basses fréquences ont une plus forte baisse des niveaux spectraux mais ceux des hautes fréquences augmentent d'autant plus. Les travaux de Callender *et al.* ont également permis de montrer que la différence de vitesses entre le flux primaire et le flux secondaire a une grande influence sur les modifications du rayonnement acoustique. En effet, plus la différence de vitesses est élevée, plus l'augmentation des niveaux aux hautes fréquences sera importante, mais les niveaux aux basses fréquences ont une plus forte diminution. Les auteurs attribuent cet effet au mélange plus fort qui s'opère dans la couche de cisaillement quand la différence de vitesse augmente.

I.4.2 Contrôle actif

Les technologies actives consistent en un apport d'énergie pouvant prendre diverses formes et présentent l'avantage de pouvoir être actives seulement pendant les phases de vol où le bruit de jet est pénalisant (décollage). Plusieurs types d'actionneurs existent, on compte notamment les technologies telles les microjets fluidiques ou encore les technologies plasma. On peut également distinguer deux catégories pour le contrôle actif, à savoir le contrôle continu, c'est-à-dire à fréquence nulle ou très basse, et le contrôle instationnaire, c'est-à-dire à une

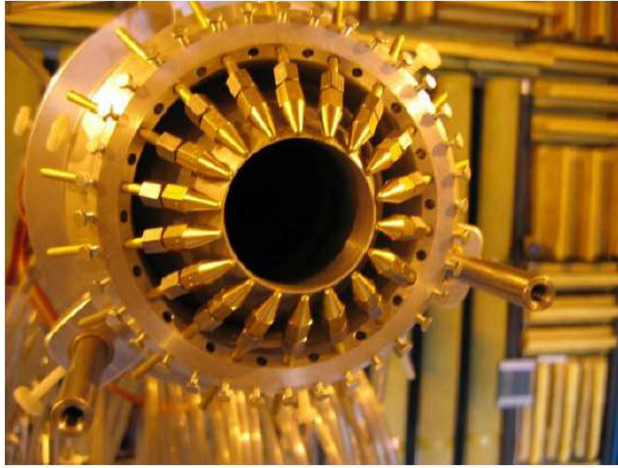
fréquence donnée. Ces deux types de contrôle ont sur l'acoustique des résultats différents.

I.4.2.1 Contrôle continu

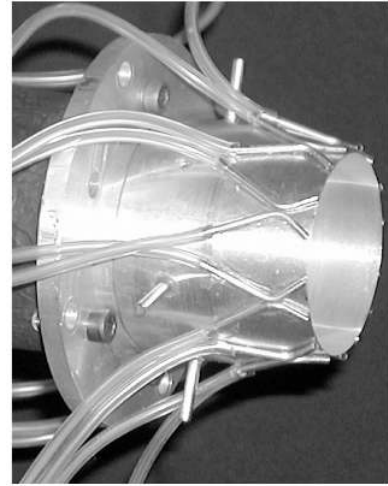
Les microjets continus sont généralement placés au niveau de l'éjection de la tuyère et le plus souvent régulièrement répartis sur son pourtour comme on peut le voir sur la figure I.11(a). À l'instar des chevrons présentés précédemment, ils engendrent la création d'une paire de tourbillons contra-rotatifs en aval de chaque microjet et favorisent le transfert d'énergie cinétique turbulente vers des structures ne rayonnant pas en champ lointain. À partir de mesures sur un jet à $M_j = 0.9$, Alkislar *et al.*[4, 3] ont montré que le transfert d'énergie cinétique turbulente induit par les microjets diminuent le pic de vorticité azimutale dans la couche de cisaillement ce qui a un effet stabilisant, au contraire des chevrons qui, eux, ont un effet déstabilisant. Cet effet stabilisant influe sur les profils de vitesse, notamment en allongeant le cône potentiel et en diminuant les niveaux de vitesse rms sur l'axe, ce qui est également observés par Arakeri *et al.*[6]. Ces changements observés sur l'aérodynamique du jet mènent à une réduction du bruit pour les basses fréquences et une augmentation aux hautes fréquences. Alkislar *et al.*[3] relie l'augmentation des niveaux acoustiques aux hautes fréquences à l'augmentation des niveaux de turbulence initiaux dans la couche de cisaillement due aux microjets. Cependant, bien que les chevrons augmentent eux aussi les niveaux initiaux de turbulence dans la couche de cisaillement, l'augmentation pour les microjets n'est pas aussi forte, résultant ainsi en une augmentation des hautes fréquences moins marquée. Une diminution des niveaux acoustiques globaux de l'ordre de 2 dB est observée pour toutes les directions de propagation.

Les effets sur l'acoustique obtenus par Arakeri *et al.* et Alkislar *et al.* sont similaires à ceux obtenus par Castelain *et al.*[33, 34]. Ces derniers ont réalisé une étude paramétrique expérimentale sur deux jets à $M_j = 0.7$ et $M_j = 0.9$ portant sur différents paramètres pouvant être pris en compte afin d'optimiser l'action des microjets. Ils ont étudié l'effet du nombre, le diamètre, la répartition et le flux de masse injecté des microjets. Ils ont ainsi montré que la réduction de bruit était plus importante pour une action des microjets plus à proximité de la tuyère, la distance pouvant être modifiée par l'angle des microjets, là où la couche de cisaillement est plus sensible. De plus, la réduction de bruit est proportionnelle au nombre de microjets tant que celui-ci n'est pas trop élevé. Pour un nombre plus important (≥ 18 dans l'étude de Castelain *et al.*[34]), la réduction est moins importante. Ceci peut être dû à l'interaction entre les différents microjets trop près les uns des autres. La vitesse et le diamètre des microjets jouent également un rôle sur la réduction de bruit, à travers le flux de masse. Comme l'ont montré Castelain *et al.*, quand le flux de masse augmente, la réduction de bruit augmente en privilégiant le secteur aval. Les directions perpendiculaires à l'axe ne semblent pas trop impactées. Néanmoins, pour une vitesse des microjets trop importante, les niveaux de bruit aux hautes fréquences augmentent, cette augmentation venant de l'interaction entre les microjets et le jet, comme l'ont montré Castelain *et al.*[33].

Zaman[158] a également réalisé une étude paramétrique portant sur l'action des microjets. Celui-ci montre que la réduction des niveaux acoustiques dépend plutôt du rapport des produits pression-diamètre des microjets avec celui du jet principal. Plus ce rapport est grand, plus la réduction est importante avec une réduction maximale pour une pression élevée et un diamètre plus petit pour les microjets, ce qui diminue leur fraction massique. Zaman a également montré que la réduction de bruit obtenue avec les microjets est plus importante en utilisant de l'eau qu'un gaz. En utilisant de l'eau, toutes les fréquences sont impactées par la réduction de bruit, contrairement aux microjets utilisant un gaz. Malheureusement l'approvisionnement en eau nécessaire pour l'action des microjets compromet l'utilisation de tels microjets pour les applications concrètes.



(a) microjets



(b) fluidevrons

Figure I.11 – Tuyères sur lesquelles sont installés (a) des microjets (Castelain et al.[34]) et (b) des fluidevrons (Laurendeau et al.[96])

Laurendeau *et al.*[96] et Maury *et al.*[105, 106] ont étudié l'effet des « fluidevrons » sur le bruit des jets subsoniques. Les fluidevrons, représentés sur la figure I.11(b), consistent en une paire de microjets disposés en triangle afin de converger sur le jet principal, présentant ainsi une pénétration de l'écoulement et une convergence permettant aux deux microjets d'une même paire d'interagir. Plusieurs fluidevrons sont distribués azimutalement autour de la tuyère.

Des effets similaires aux chevrons et aux microjets non convergents ont été obtenus avec les fluidevrons concernant les niveaux acoustiques. Laurendeau *et al.* ont en effet obtenu une réduction du bruit basses fréquences et une augmentation du bruit hautes fréquences. Cependant les mécanismes mis en jeu sont très différents. Les fluidevrons provoquent des éjections de fluide turbulent du jet principal qui sont réassimilées par la couche de mélange en aval des dispositifs. Cette perturbation de la couche de cisaillement est très locale et concentrée dans le premier diamètre de la couche de cisaillement. En aval des effets globaux sont visibles, notamment une réduction des niveaux d'énergie cinétique turbulente, une augmentation de l'anisotropie ainsi qu'un allongement du cône potentiel. La réduction de bruit se fait sur une plage de fréquence plus large que dans le cas des chevrons mais le pic sur les spectres acoustiques est moins réduit. Dans les travaux de Basara *et al.*[9], les fluidevrons ont été installés sur le circuit secondaire d'une tuyère double-flux. De la même manière que pour les jets sur des tuyères simple flux, des réductions aux basses fréquences ont également été obtenues. Maury *et al.*[106] ont montré au moyen d'un algorithme d'optimisation, portant sur le gain maximal à une fréquence donnée ou pour une large bande de fréquences, que le débit optimal des fluidevrons était indépendant de la position angulaire du microphone en champ lointain servant de signal de contrôle. Il interprète ce résultat comme le fait que le jet représente une source unique de bruit ou alors, s'il y a plusieurs sources acoustiques, celles-ci répondent toutes de la même manière au contrôle.

I.4.2.2 Contrôle instationnaire

L'utilisation du contrôle instationnaire et notamment les microjets pulsés permet la diminution de la masse de fluide injectée, et donc prélevée sur le moteur, et d'avoir deux nouveaux modes d'action par rapport au contrôle continu : l'excitation du jet principal à une fréquence et à un mode azimutal donnés.

Par simulations numériques, Huet *et al.*[75] ont observé des réductions large bande plus importantes avec des microjets pulsés qu’avec des microjets continus. Les simulations ont été réalisées en LES sur un jet isotherme à $M_j = 0.9$ excité par des microjets pulsés en phase ; deux fréquences d’excitation différentes ont été testées ($St_{exci} = 0.5$ et $St_{exci} = 1.5$). Les réductions sont obtenues sur l’ensemble du spectre à 30° , comme à 90° . La réduction large bande est plus importante pour la fréquence d’excitation plus faible. Cependant cette réduction est compensée par les pics à la fréquence d’excitation et à ses harmoniques. Si bien qu’en comparant les niveaux intégrés, pour la fréquence d’excitation à $St_{exci} = 0.5$ une augmentation de bruit pour tous les angles sauf ceux en aval (i.e. $\Theta \leq 40^\circ$) est observée. Pour la fréquence d’excitation à $St_{exci} = 1.5$, les niveaux intégrés sont globalement identiques au cas non excité. De tels bruits tonaux ont été observés par Samimy *et al.*[121] et Maury *et al.*[105] dans le cas de contrôle instationnaire. Contrairement à Huet *et al.*[75], Maury *et al.*, au moyen des fluidevrons mentionnés précédemment, ont obtenu une réduction plus importante du bruit en champ lointain avec un contrôle continu qu’avec un contrôle pulsé. Cependant, dans leur étude une seule fréquence d’excitation a été considérée $St_{exci} = 0.156$. Cela ne permet donc pas de conclure sur l’effet du contrôle pulsé par rapport au contrôle continu avec les fluidevrons pour des fréquences d’excitation plus élevées.

D’autres types d’actionneurs ont été développés afin de pouvoir agir sur des jets à haute vitesse et hauts nombres de Reynolds rencontrés dans les configurations industrielles, donc à des amplitudes d’excitation importantes, et des fréquences élevées. Ce qui n’est pas possible par exemple avec les excitations acoustiques[45, 39, 40, 101, 112, 42, 56] à cause des faibles niveaux d’excitation. Ces actionneurs se basent sur les technologies plasma. On peut citer notamment les LAFPA[121, 86] (pour *Localized Arc Filament Plasma Actuator*) et les JSP[32, 69] (pour Jet Synthétique Plasma).

Les LAFPA consistent en plusieurs paires d’électrodes situées à l’intérieur de la tuyère, juste en amont de l’éjection (~ 1 mm). L’écoulement est alors affecté par des perturbations localisées, qui sont des décharges de plasma, provoquant des pics de pression et de température. Ainsi l’actionneur n’a besoin d’aucune alimentation en air, ce qui est un avantage. Les actionneurs, répartis de façon régulière en azimut, peuvent être contrôlés de manière indépendante en fréquence, en phase et en rapport cyclique. Il est alors possible d’exciter un jet à une fréquence donnée et à un mode azimutal donné. Un nouveau type de contrôle est donc possible. Ces actionneurs sont de plus efficaces énergétiquement dans le sens où un actionneur a une puissance de 30 W, à comparer à 28 kW pour un jet à $M_j = 0.9$, $D_j = 2.54$ cm et $Re = 7.6 \times 10^5$.

Ces actionneurs ont été utilisés sur des jets subsoniques isothermes[121, 90, 120] et chauffés[87, 86, 120, 88] ainsi que sur des jets supersoniques[122, 123, 120]. Samimy *et al.*[121] ont montré que pour les fréquences d’excitation $St_{exci} \leq 1$, le jet excité a une longueur de cône potentiel plus courte et des niveaux d’énergie cinétique turbulente sur l’axe plus élevés. Cet effet est maximal pour $St_{exci} \approx 0.3$, c’est-à-dire proche de la fréquence préférée. Pour ces fréquences d’excitation, quel que soit le mode azimutal d’excitation, une augmentation de bruit est obtenue, pouvant aller de 2 à 4 dB. Samimy *et al.*[122, 123] obtiennent des effets similaires pour des jets supersoniques parfaitement détendus et de manière plus marquée pour une excitation aux modes azimutaux $m_{exci} = \pm 1$. Pour des fréquences et des modes azimutaux d’excitation plus élevés, les niveaux d’énergie cinétique turbulente ainsi que la longueur de cône potentiel ne sont pas trop affectés. Samimy *et al.*[121] obtiennent alors une diminution des niveaux acoustiques en champ lointain pour les angles en aval ainsi que dans les directions perpendiculaires à l’axe, comme on peut le voir sur la figure I.12. Des harmoniques de la fréquence d’excitation sont visibles sur les spectres en champ lointain du jet excité, ceux-ci, bien qu’étant très étroits, sont d’amplitude très élevée par rapport au spectre. Samimy *et al.*[121] ne les prennent cependant pas en compte (contrairement à Huet *et al.*[75]) quand ils étudient l’effet de l’excitation sur les niveaux intégrés à cause de leur étroitesse et du fait qu’à plus grand diamètre de tuyère (et donc pour des configurations de type industriel), les pics ne sont plus présents.

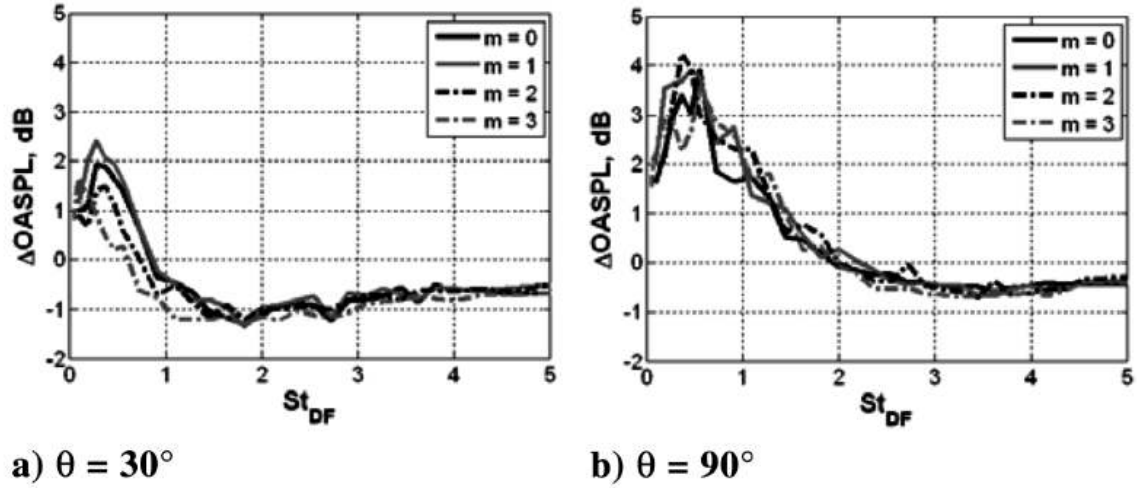


Figure I.12 – Différence de niveaux acoustiques intégrés à 30° et 90° en champ lointain pour un jet isotherme à $M_j = 0.9$, $D_j = 25.4$ mm et $Re = 7.6 \times 10^5$ entre le jet excité et le jet non excité en fonction de la fréquence d'excitation St_{DF} pour plusieurs modes azimutaux d'excitation. Extrait de Samimy et al.[121]

À basse fréquence d'excitation, la croissance des structures dans les premiers diamètres se fait de manière plus douce. Les ondes d'instabilité ont donc une plus grande zone d'interactions, et ainsi un plus grand volume source, ce qui mène à une augmentation des niveaux acoustiques en champ lointain. Par contre, quand l'excitation se fait à une fréquence plus élevée et à un mode azimutal d'ordre plus élevé, la croissance des ondes d'instabilité se fait sur une distance plus courte, la saturation est à un niveau plus bas et la décroissance est plus rapide. La zone d'interaction entre les ondes est donc plus petite et le bruit rayonné en champ lointain plus faible.

Les travaux de Kearney-Fischer *et al.*[87] et Samimy *et al.*[120] ont également mis en évidence la réduction de bruit pour les fréquences d'excitation élevées pour des jets subsoniques chauffés à $M_j = 0.9$ maintenu constant. Cette réduction est possible pour des fréquences plus basses que pour les jets isothermes. De manière générale, ils ont montré que quand la température du jet augmente, la réduction de bruit est plus importante. Pour un jet à $T_j/T_\infty = 2.5$ ils obtiennent une réduction de bruit supérieure à 2 dB pour $St_{exci} = 0.71$ et $m_{exci} = 3$ alors que pour le jet isotherme au même nombre de Mach, la réduction de bruit maximale est de 1 dB pour $St_{exci} = 1.5$.

Samimy *et al.*[119] ont testé les actionneurs sur une tuyère de diamètre $D_j = 190.5$ mm pour des jets à nombre de Mach $M_j \in [0.5 ; 0.9]$ menant à des nombres de Reynolds $Re \geq 2.9 \times 10^6$. Ils ont obtenu des résultats préliminaires menant à des tendances similaires à celles avec une tuyère de diamètre inférieur. Néanmoins pour les plus hauts nombres de Mach, l'effet des actionneurs est moins important que pour la tuyère plus petite, à cause du nombre limité d'actionneurs pour la tuyère de plus grand diamètre.

Un autre type d'actionneurs se basant sur une technologie plasma a été développé par l'ONERA. Celui-ci consiste en la génération de jets synthétiques sous forme de décharge de plasma (JSP). On peut se référer aux travaux de Caruana *et al.*[32] et Hardy *et al.*[69]. Les JSP sont constitués d'une cavité de céramique contenant deux électrodes et un trou d'admission/évacuation. Lorsqu'un arc électrique est généré par les électrodes (sous une tension de 3 kV), l'air contenu dans la cavité est chauffé et ensuite ionisé, augmentant ainsi la pression. Il est alors violemment éjecté de la cavité en générant un microjet ; une phase de remplissage intervient ensuite du fait de la dépression dans la cavité. Le débit moyen des actionneurs est donc nul et ils n'ont pas besoin d'être alimentés en air. De plus, les JSP n'ont pas de partie mobile, sont petits

et consomment peu en puissance. La vitesse d'éjection des JSP peut monter jusqu'à $M = 1.3$ et la fréquence d'excitation jusqu'à quelques kHz. Le jet ainsi généré crée une paire de tourbillons contra-rotatifs qui provoquent l'épaississement local de la couche de mélange. Le mode d'action est donc différent des LAFPA et s'approche plus de celui de microjets fluidiques.

Des mesures ont été effectuées sur un jet à $M = 0.6$ et de diamètre $D_j = 50$ mm pour 12 actionneurs, permettant ainsi une excitation jusqu'à un mode azimutal $m = \pm 6$; la fréquence d'excitation était limitée à $St = 0.5$. Cette limitation est due au temps nécessaire à l'entrée d'air, ainsi qu'à la géométrie de la cavité. Sur les spectres en champ lointain, des raies correspondant aux harmoniques de la fréquence d'excitation ont également été observées. Les résultats obtenus sont proches de ceux de Samimy *et al.*[121] mais seulement une augmentation de bruit a été observée et pas de diminution, les JSP ne montant pas suffisamment haut en fréquence pour les configurations de jet étudiées. Contrairement aux LAFPA et aux fluidevrons, les JSP n'ont pas été testés sur des tuyères de grand diamètre.

Les études sur le contrôle présentées dans cette partie montrent tout le potentiel des différentes techniques pour la réduction du bruit de jet. Cependant, l'optimisation de la stratégie de contrôle demande une compréhension fine des mécanismes à l'origine du bruit rayonné par le jet, ce qui motive les travaux réalisés durant cette thèse et présentés dans la suite.

Chapitre II

Analyse spatio-fréquentielle du champ de pression proche d'un jet subsonique à partir de données expérimentales

Sommaire

II.1 Dispositif expérimental	36
II.1.1 Configurations étudiées	36
II.1.2 Mesures en champ lointain	37
II.1.3 Mesures en champ proche	38
II.1.4 Mesures aérodynamiques	39
II.2 Jet chaud - exploitation du champ proche	39
II.2.1 Étude de la répartition spatiale des niveaux énergétiques des modes azimutaux	39
II.2.2 Étude de la répartition spatiale des moments statistiques d'ordre supérieur des modes azimutaux	41
II.2.3 Étude de la répartition spatiale des fréquences des modes azimutaux	44
II.2.4 Lien avec le champ lointain	47
II.2.5 Bilan	50
II.3 Effet de la température sur le champ proche de pression	50
II.3.1 Influence sur le signal complet	50
II.3.2 Influence sur les modes azimutaux	53
II.4 Conclusion	55

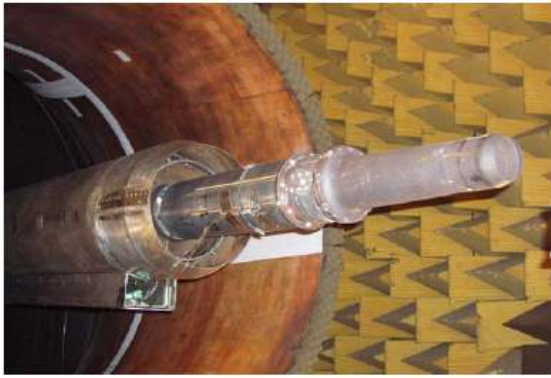
Dans ce chapitre des mesures de champ de pression proche d'un jet subsonique sont analysées. Les données proviennent d'une campagne d'essais réalisée en 2010 dans la soufflerie anéchoïque CEPRA19 de l'ONERA. Ces mesures complètent une précédente campagne exploitée par Muller[109] et Muller *et al.*[110, 111] et vont plus loin en aval du jet. L'analyse réalisée a pour but d'identifier la structure du champ de pression proche du jet. Pour cela on s'intéresse à la composition azimutale du champ proche de pression, notamment à la répartition spatiale des modes azimutaux en fonction de la fréquence.

II.1 Dispositif expérimental

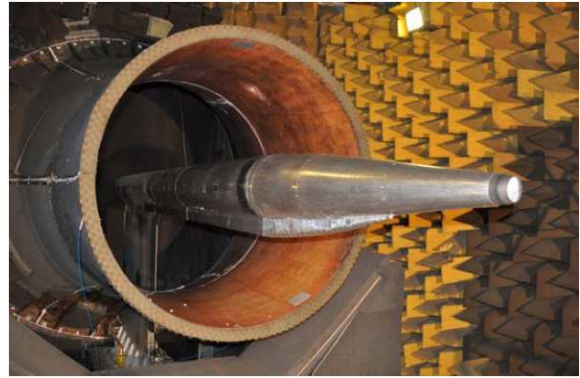
II.1.1 Configurations étudiées

La tuyère étudiée représentée sur la figure II.1 est nommée $\phi 80$ et a fait l'objet de plusieurs études notamment Biancherin[11], Lupoglazoff *et al.*[102], Muller[109], Piot *et al.*[113] et Huet[72]. C'est une tuyère circulaire simple-flux de diamètre $D_j = 80$ mm.

Lors de l'exploitation des mesures réalisées en 2005 dans la soufflerie anéchoïque CEPRA19 de l'ONERA, Muller[109] a constaté une déviation de l'axe du jet vers le bas pour les positions aval, cela influait sur la qualité des mesures et de l'analyse qui en a été faite. Cette déviation est due à une inclinaison de la tuyère montée sur le SMT2. Pour remédier à ce problème, un capotage externe a été ajouté afin de mieux maintenir la tuyère (cf. figure II.1(b)). Le capotage permet également de faire des mesures avec écoulement externe quand il n'y a pas de mesures en champ proche. Cependant, ce capotage entraîne des problèmes d'échauffement du volume d'air enfermé dans le capot (cf. figure II.2). Afin d'éviter ces problèmes, un léger débit d'air à température ambiante est envoyé dans le circuit secondaire du SMT2 et s'échappe par une fente légèrement en amont de la sortie de tuyère ; ce débit est insuffisant pour altérer les caractéristiques du jet. Juste avant l'éjection, la tuyère présente un becquet menant à une accélération locale de l'écoulement.



(a) en 2005



(b) en 2010

Figure II.1 – Comparaison du montage de la tuyère $\phi 80$ à CEPRA19 sur les deux campagnes

Lors de la campagne de mesures réalisée en 2010 dans la soufflerie anéchoïque CEPRA19, deux configurations de jet subsonique ont été étudiées sur la tuyère $\phi 80$: une configuration isotherme et une configuration chauffée. Les caractéristiques des deux configurations sont présentées dans le tableau II.1.

Configuration de jet	$U_j(m.s^{-1})$	M_j	T_j/T_∞	T_{tot}/T_∞	M_a	Re	$T_\infty(K)$	p_{tot}/p_∞
Jet isotherme	240	0.7	1.07	1.2	0.7	1.3×10^6	280	1.4
Jet chaud	410	0.7	2.96	3.2	1.2	4×10^5	280	1.4

Tableau II.1 – Caractéristiques des configurations de jet étudiées

Pour les deux configurations des mesures en champ proche et en champ lointain ont été réalisées et sont présentées dans les parties II.1.2 et II.1.3.

Le travail de la thèse portant sur l'étude du champ proche d'un jet turbulent, subsonique et chaud, la configuration isotherme ne sera étudiée que pour voir les effets combinés de la température et la vitesse sur le champ proche de pression d'un jet dans la section II.3.

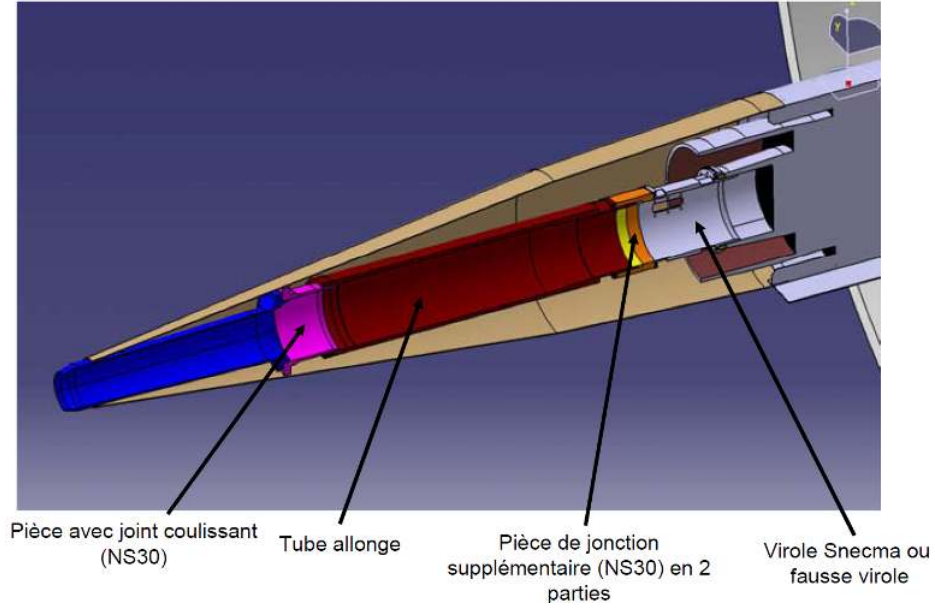


Figure II.2 – Schéma de modification du montage de la tuyère $\phi 80$ sur le SMT2

II.1.2 Mesures en champ lointain

Les mesures de pression en champ lointain ont été faites pour les positions *sideline* et *flyover*¹ au moyen d'un arc de 12 microphones situé à une distance $75D_j$ du centre du plan d'éjection de la tuyère pour des angles allant de 30° pour les positions en aval à 140° pour les positions en amont (cf. figure II.3). Les mesures en champ lointain n'ont pas pu être synchronisées avec les mesures en champ proche, l'antenne azimutale masquant partiellement les sources.

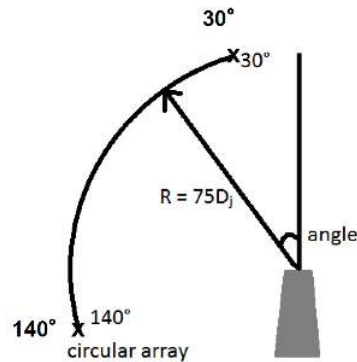


Figure II.3 – Mesures en champ lointain

Les microphones utilisés sont des Brüel & Kjaer 4939 1/4 de pouce (type champ libre). Les signaux ont été acquis sur une durée de 30 s avec une fréquence d'échantillonnage $f_e = 266$ kHz et filtrés avec un filtre passe-haut à une fréquence de coupure $f_c = 22$ kHz, en utilisant une chaîne d'acquisition Brüel & Kjaer LAN-XI.

1. correspondant respectivement aux angles de certification, à 56° et sous l'avion de cette direction

II.1.3 Mesures en champ proche

Les mesures de pression en champ proche ont été faites au moyen d'une antenne azimutale de 20 microphones (cf. figure II.4). Pour chaque position axiale $x/D_j \in [-2 ; 15]$ et radiale $r/D_j \in [1.5 ; 5]$, l'antenne a été déplacée manuellement. Les différentes positions de l'antenne n'ont donc pas pu être acquises simultanément. L'ensemble des positions des microphones est représenté sur la figure II.5 pour le jet chaud et le jet isotherme. Ainsi pour chaque position $(x ; r)$, 20 signaux synchronisés et équirépartis en azimut sont disponibles ; pour les positions à $r/D_j \in [1.5 ; 2]$, seulement 10 microphones ont pu être utilisés pour des raisons d'encombrement. Ainsi, les décompositions en modes azimutaux pourront être sujettes à du repliement azimutal plus marqué à proximité du jet. Ce point est discuté en annexe D.

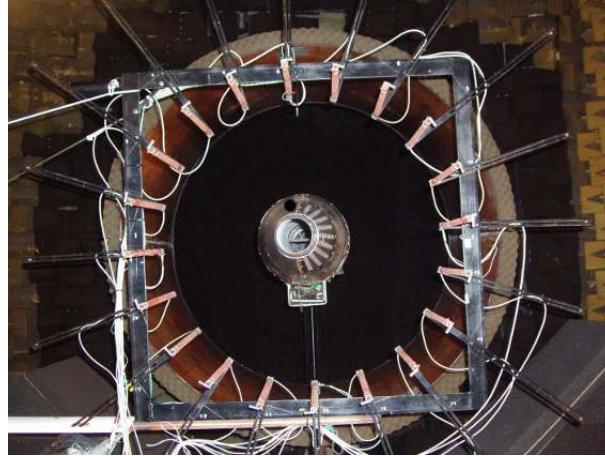


Figure II.4 – Antenne azimutale en champ proche

Les microphones utilisés sont des Brüel & Kjaer 4939 (type champ libre) montés sur des préamplificateurs Brüel & Kjaer (type 2670-W-001). Les signaux sont acquis pour une durée de 20 s à une fréquence d'échantillonnage $f_e = 262$ kHz et sont filtrés au moyen d'un filtre passe-haut de fréquence de coupure $f_c = 22$ Hz, en utilisant une chaîne d'acquisition Brüel & Kjaer LAN-Xi.

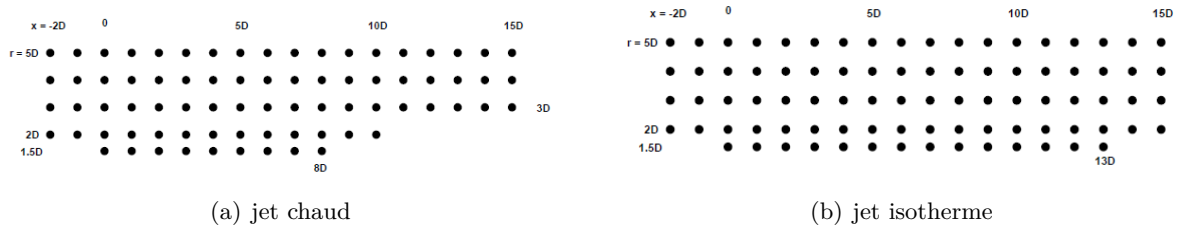


Figure II.5 – Positions mesurées en champ proche

Les grilles de mesures pour le jet chaud et le jet isotherme sont différentes, notamment pour les positions en aval à proximité du jet, à cause de l'évasement du jet qui est différent pour les deux configurations. En effet, le jet chaud est plus évasé que le jet isotherme ; la conséquence est une longueur de cône potentiel L_c^2 plus courte en jet chaud ($L_c = 5.4D_j$) qu'en jet isotherme (estimée à $7D_j$, les mesures sur l'axe ne vont pas assez loin en aval). En conséquence de l'évasement plus important du jet chaud, à $r/D_j = 1.5$, les mesures n'ont pas été faites pour $x/D_j \geq 9$ afin de préserver les microphones.

2. on utilise comme convention : $\overline{U}_x(L_c) = 0.95U_j$

II.1.4 Mesures aérodynamiques

En plus des mesures de pression, des mesures aérodynamiques sont disponibles pour les configurations de jet étudiées. Des mesures de vitesse axiale moyenne et rms ont été faites sur l'axe du jet au moyen de mesures LDV au banc A17 par Élias *et al.*[50, 51]. Des profils radiaux ont également été acquis lors de ces essais.

Lors de la campagne d'essais à CEPRA19 en 2005[109], des mesures de vitesse axiale moyenne ont également été acquises au moyen d'une sonde cinq trous. Cependant, du fait de la déviation du jet mentionnée précédemment, d'autant plus prononcée pour la configuration de jet chaud, les mesures faites sur l'axe sont impactées et ne sont pas représentatives de la véritable décroissance de la vitesse sur l'axe. Au banc A17, le système de fixation de la tuyère étant différent, aucune déviation du jet n'est constatée. Dans la suite, les mesures de vitesse moyenne et rms sur l'axe utilisées seront donc celles acquises au banc A17. Les profils radiaux de vitesse moyenne exploités seront par contre ceux acquis à la soufflerie CEPRA19 avec une correction de la déviation du jet.

II.2 Jet chaud - exploitation du champ proche

II.2.1 Étude de la répartition spatiale des niveaux énergétiques des modes azimutaux

Sur la figure II.6, sont représentés pour toutes les positions $(x ; r)$ mesurées les niveaux rms du champ de pression complet (i.e. avant décomposition azimutale) pour la configuration jet chaud. L'énergie est concentrée aux positions en aval et à proximité de l'axe du jet. On peut également voir se dégager une direction privilégiée de propagation de l'énergie en champ proche (que l'on voit également sur la figure II.10). Cette direction se retrouve dans la directivité en champ lointain présentée sur la figure II.7. Ainsi, dans le champ proche certains caractères de champ lointain commencent à apparaître. Deux zones du champ proche (positions en aval à proximité de l'axe; positions en aval loin de l'axe) vont donc constituer un centre d'intérêt privilégié de l'analyse.

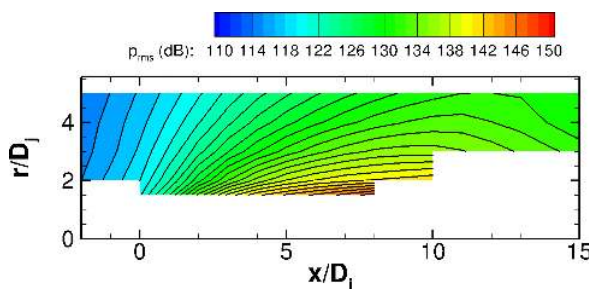


Figure II.6 – Cartographie dans le plan $(x ; r)$ des niveaux rms du signal de pression complet

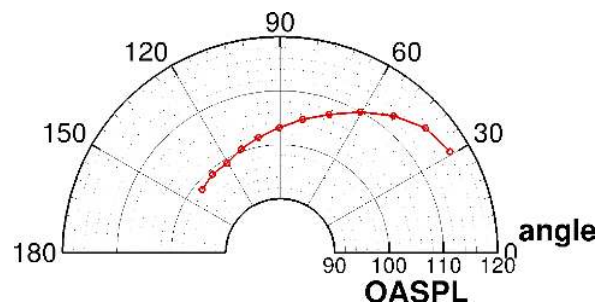


Figure II.7 – Directivité en champ lointain à $75D_j$

On va maintenant étudier la composition azimutale du champ de pression proche du jet en fonction de la position. Les mesures de pression en champ proche ont été faites au moyen d'une couronne de microphones équirépartis en azimut. Il est donc possible d'avoir accès au contenu fréquentiel des modes azimutaux du champ de pression à partir d'une double transformée de Fourier en temps et en espace. Plus de détails sur la méthode de décomposition azimutale utilisée dans toute la suite de la thèse sont disponibles dans l'annexe B. Dans un premier temps on va s'intéresser aux niveaux globaux des modes azimutaux. Dans cette étude, on se concentre

sur les modes azimutaux $|m| \leq 5$, les modes azimutaux de nombre d'onde azimutal $|m| > 5$ ne sont pas représentés. En effet, ceux-ci sont seulement disponibles pour les positions $r/D_j \geq 3$ (pour lesquelles ils ont été calculés) et pour ces positions radiales, ils ne représentent au plus que 15% de l'énergie totale, ce que l'on peut voir sur la figure II.8. La contribution à l'énergie totale ayant été calculée par la formule (II.1). Les effets de repliement sur les modes azimutaux sont donc assez faibles pour ces positions. Plus de détails sur l'effet du repliement sur les modes azimutaux sont donnés en annexe D. Seuls les modes azimutaux pour $m \in [0; 5]$ sont représentés et non les modes de nombre d'onde négatif ; il a été vérifié que les modes azimutaux $+m$ et $-m$ présentaient les mêmes spectres et donc le même contenu énergétique. La figure II.9 illustre le cas pour les modes azimutaux $m = -4$ et $m = +4$ à $x/D_j = 5$ et $r/D_j = 3$.

$$contribution(x, r, m) = \frac{(p_{rms}(x, r, m))^2}{\sum_{m \text{ disp.}} (p_{rms}(x, r, m))^2} \quad (\text{II.1})$$

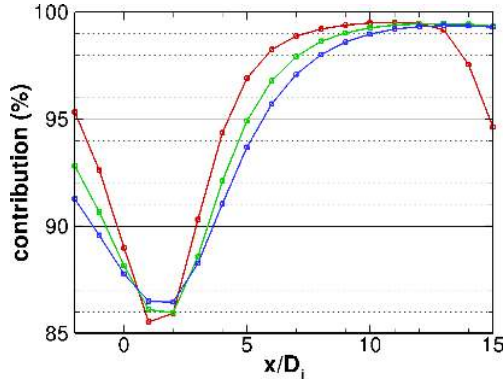


Figure II.8 – Évolutions longitudinales des contributions rms au signal total des modes $|m| \leq 5$ (calculées à partir de 20 micros) pour les positions radiales $r/D_j = 3$, $r/D_j = 4$ et $r/D_j = 5$

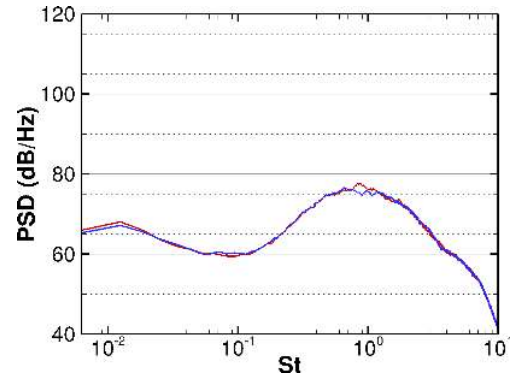


Figure II.9 – Comparaison des DSPs des modes azimutaux $m = -4$ et $m = +4$ à $r/D_j = 3$ et $x/D_j = 5$

Les évolutions longitudinales des niveaux rms des modes azimutaux pour les nombres d'onde azimutaux $m \in [0; 5]$ pour différentes positions radiales sont représentées sur la figure II.10. Pour toutes les positions, axiales et radiales, on constate que les modes azimutaux sont ordonnés énergétiquement : plus l'ordre azimutal est faible, plus l'énergie est élevée. Ainsi le mode axisymétrique (i.e. le mode de nombre d'onde azimutal $m = 0$) domine les autres modes pour toutes les positions, en particulier pour les positions en aval loin de l'axe, i.e. $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$, position pour laquelle il représente 85% de l'énergie du signal. Les contributions des modes azimutaux au niveau rms du signal total tracées sur la figure II.11 permettent de mieux représenter ce comportement. Plus on s'éloigne de l'axe du jet et plus le mode axisymétrique a une dominance forte sur les autres modes azimutaux dont la contribution ne dépasse pas 15% quelle que soit la position.

Sur l'évolution longitudinale des niveaux rms des modes azimutaux à $r/D_j = 1.5$, représentée sur la figure II.10, on peut observer que les différents modes azimutaux ont des évolutions différentes en fonction de la position axiale. Tous les modes azimutaux ont un niveau rms croissant pour $x/D_j \in [0; 8]$. Cependant les modes azimutaux $|m| \leq 1$ ont un niveau rms avec une croissance plus forte pour $x/D_j \in [2; 5]$ que les modes $|m| \geq 2$. Les modes $|m| \geq 2$ ont, quant à eux, une croissance qui ralentit pour $x/D_j \in [2; 5]$, de plus en plus faible avec l'ordre azimutal croissant. Pour les positions $x/D_j \geq 6$, le comportement est inversé, les modes azimutaux $|m| \leq 1$ ont une croissance moins forte et les modes azimutaux $|m| \geq 2$ ont une croissance plus

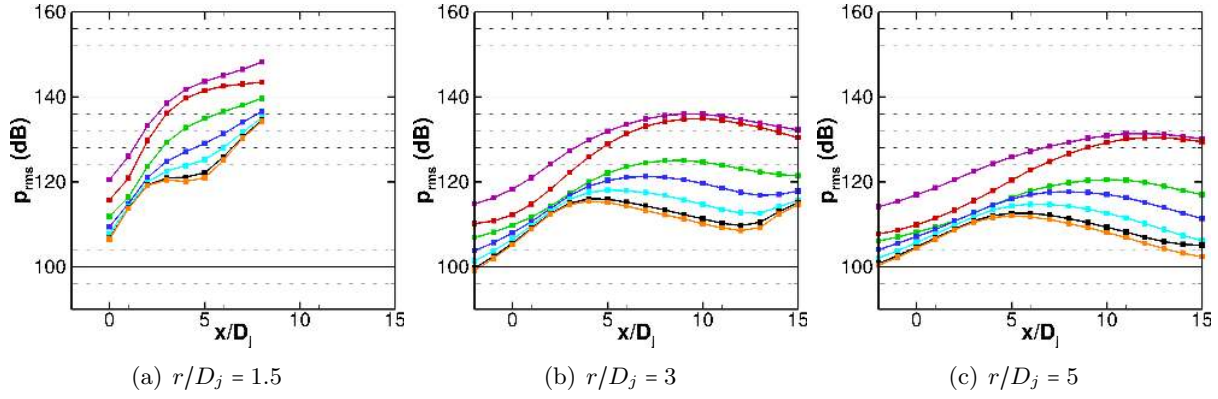


Figure II.10 – Évolutions longitudinales des niveaux rms de la pression pour les modes azimuthaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$; *violet*, signal total; *rouge*, $m = 0$; *vert*, $m = 1$; *bleu*, $m = 2$; *cyan*, $m = 3$; *noir*, $m = 4$; *orange*, $m = 5$

forte de sorte que les modes tendent vers des niveaux rms de plus en plus comparables. Ce comportement est également observable pour les autres positions radiales, plus éloignées de l'axe du jet, mais pour des positions plus en aval, notamment à $r/D_j = 3$ pour $x/D_j \in [4; 12]$. Quand on s'éloigne encore plus du jet, à $r/D_j = 5$ par exemple, ce comportement n'est plus observable, du moins pour les points de mesures disponibles.

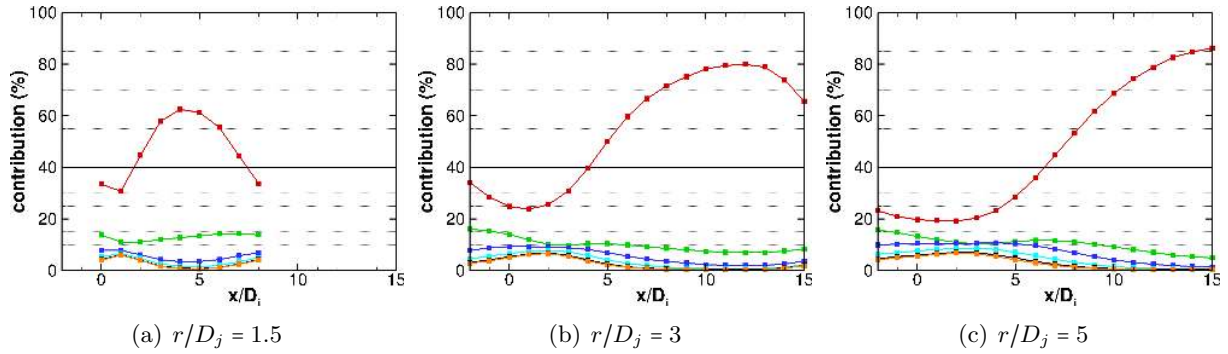


Figure II.11 – Évolutions longitudinales des contributions au niveau rms du signal complet pour les modes azimuthaux $m \in [0 ; 5]$ pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$; *rouge*, $m = 0$; *vert*, $m = 1$; *bleu*, $m = 2$; *cyan*, $m = 3$; *noir*, $m = 4$; *orange*, $m = 5$

II.2.2 Étude de la répartition spatiale des moments statistiques d'ordre supérieur des modes azimuthaux

II.2.2.1 Notions sur les moments statistiques d'ordre supérieur

Afin d'approfondir l'analyse précédente, les moments statistiques d'ordres 3 et 4 sont calculés. Le moment d'ordre 3, appelé coefficient de dissymétrie γ_1 (*skewness* en anglais), est une mesure de l'asymétrie de la distribution d'une variable aléatoire réelle, ici les signaux de pression p . Il est calculé selon :

$$\gamma_1(p) = \frac{\langle (p(t) - \bar{p})^3 \rangle_t}{\langle (p(t) - \bar{p})^2 \rangle_t^{3/2}} \quad (\text{II.2})$$

Avec $\bar{x} = \langle x \rangle_t$ la moyenne sur le temps t d'une distribution x . Pour $\gamma_1(p) = 0$, la distribution est dite symétrique ; pour $\gamma_1 \neq 0$, la distribution est asymétrique, décalée à gauche ou à droite de la valeur médiane suivant que le coefficient de dissymétrie soit respectivement négatif ou positif. La loi normale (ou gaussienne), par exemple, est symétrique et a un coefficient de dissymétrie γ_1 nul.

Le moment statistique d'ordre 4 est le coefficient d'aplatissement ou kurtosis γ_2 . Il correspond à une mesure de l'aplatissement d'une distribution d'une variable aléatoire réelle (et donc de sa « picosité »). On le calcule avec la formule :

$$\gamma_2(p) = \frac{\langle (p(t) - \bar{p})^4 \rangle_t}{\langle (p(t) - \bar{p})^2 \rangle_t^2} - 3 \quad (\text{II.3})$$

L'équation (II.3) correspond au coefficient d'excès d'aplatissement (ou excès de kurtosis) par rapport à la loi normale qui a un coefficient d'aplatissement égal à 3. Ainsi la loi normale a un excès d'aplatissement γ_2 nul. Une distribution ayant $\gamma_2 > 0$ aura des forts écarts à la moyenne plus fréquents. Cette variable permet d'évaluer l'intermittence du signal.

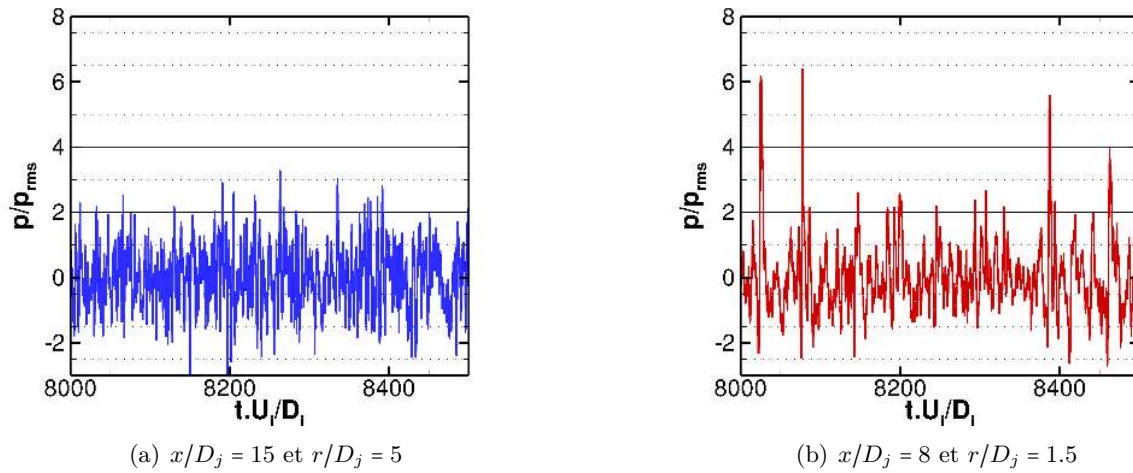


Figure II.12 – Signaux temporels de fluctuations de pression normés par la valeur rms du signal

Ces moments sont calculés avec les signaux temporels de fluctuations de pression à deux positions du champ proche et représentés sur la figure II.12. Le signal à $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$ (cf. figure II.12(a)) a un coefficient de dissymétrie de 0.07 et un coefficient d'excès d'aplatissement de 0.06. Ce signal a des statistiques de type gaussien, on le voit bien sur les fonctions de densité de probabilité représentées sur la figure II.13(a). La fonction de densité de probabilité gaussienne est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{\sigma \cdot \sqrt{2 \cdot \pi}} \cdot e^{-\frac{(x-\mu)^2}{2 \cdot \sigma^2}} \quad (\text{II.4})$$

où μ et σ sont respectivement égaux à la valeur moyenne et à l'écart-type du signal considéré.

À $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 1.5$, le signal de pression mesuré (cf. figure II.12(b)) a un coefficient de dissymétrie de 0.8 et un coefficient d'excès d'aplatissement de 2.8. Ce signal n'est donc pas centré et a de fortes déviations par rapport à sa valeur médiane, ce que l'on voit par la présence de pics intermittents élevés (à $t.U_j/D_j \in \{8025 ; 8075 ; 8390\}$). Le signal a une fonction de densité de

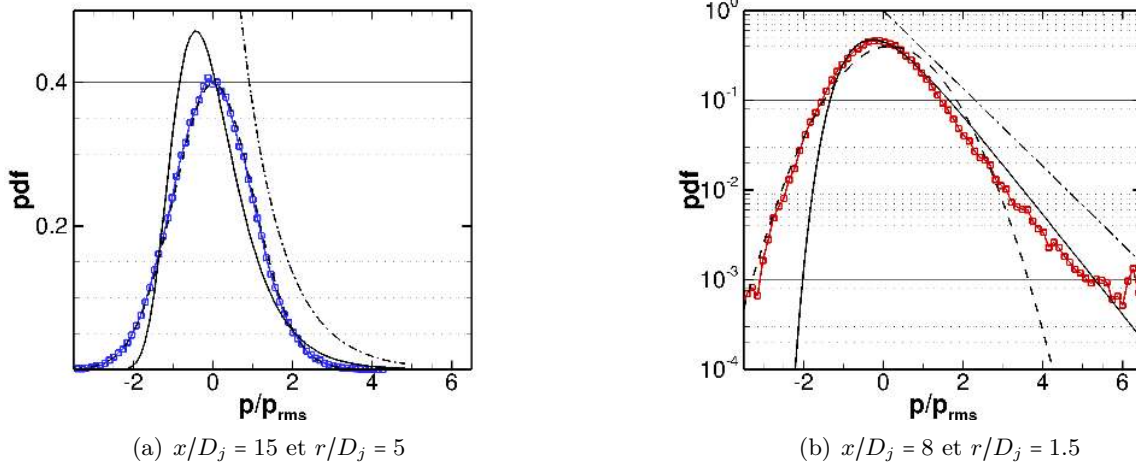


Figure II.13 – Fonctions de densité de probabilité (pdf) des signaux à (a) $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 1.5$ et (b) $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$; \square , signaux mesurés; $---$, distribution gaussienne; $—$, distribution de Gumbel; $- \cdot - \cdot -$, distribution exponentielle

probabilité ayant une décroissance exponentielle pour les valeurs de fluctuations positives ce qui correspond plus à une loi de Poisson. Cadot *et al.*[30] et Villermux *et al.*[149] ont relié la loi de Poisson à la probabilité d'événements intermittents. Sur la figure II.13 est également représentée la distribution de Gumbel (cf. équation (II.5)). Cette distribution a été introduite dans le cadre de la théorie des valeurs extrêmes. Elle présente une décroissance exponentielle pour les grandes déviations par rapport à la valeur médiane. Sa fonction de densité de probabilité est donnée par :

$$f(x) = \frac{1}{\beta} \cdot e^{-\left(\frac{x-\mu}{\beta} + e^{-\frac{x-\mu}{\beta}}\right)} \quad (\text{II.5})$$

où μ et β sont deux paramètres reliés à la moyenne \bar{p} et l'écart-type p_{rms} du signal p considéré par :

$$\begin{cases} \bar{p} = \mu + \beta\gamma \\ p_{rms} = \frac{\pi\beta}{\sqrt{6}} \end{cases} \quad (\text{II.6})$$

avec γ la constante d'Euler-Mascheroni définie par :

$$\gamma = \lim_{n \rightarrow \infty} \left(\sum_{k=1}^n \frac{1}{k} - \log(n) \right) \quad (\text{II.7})$$

On constate que la fonction de densité de probabilité du signal à $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 1.5$ a une évolution similaire à une distribution de Gumbel pour les fortes déviations à la valeur médiane. Ce signal présente donc un fort caractère intermittent, ce que ne présente pas le signal à $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$.

II.2.2.2 Analyse statistique du champ proche de pression

Sur les figures II.14 et II.15 sont représentées les évolutions longitudinales des coefficients de dissymétrie et d'excès d'aplatissement aux positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$ pour les modes azimutaux et le signal complet. On peut voir qu'à $r/D_j = 1.5$ tous les signaux ont des coefficients

de dissymétrie et d'excès d'aplatissement très faibles pour $x/D_j \leq 5$. Cela correspond plus à des statistiques gaussiennes que l'on a par exemple en champ lointain (cf. figure II.16). Par contre pour $x/D_j \geq 5$, les valeurs sont très grandes. Les modes azimuthaux d'ordre élevé ont tendance à avoir des valeurs d'excès de kurtosis plus élevées que pour les modes azimuthaux d'ordre plus faible. Ainsi, à $r/D_j = 1.5$, il y a un changement de comportement dans les statistiques des modes azimuthaux à $x/D_j = 5$: on passe de signaux ayant des statistiques gaussiennes à des signaux ayant une forte intermittence.

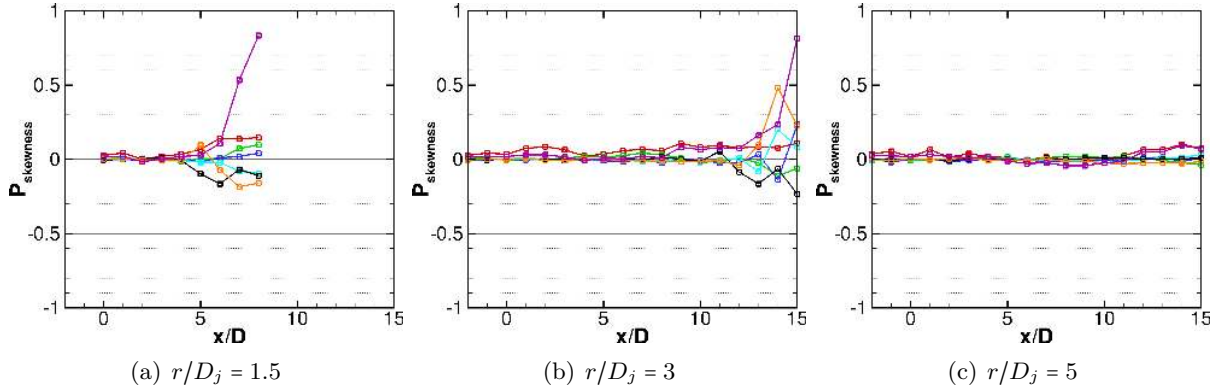


Figure II.14 – Évolutions longitudinales des niveaux de skewness pour les modes azimuthaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$; violet, signal total ; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

Quand on s'éloigne de l'axe du jet, on retrouve un comportement analogue mais celui-ci se décale vers l'aval à mesure où on s'éloigne de l'axe (cf. évolutions longitudinales à $r/D_j = 3$), voire n'est plus observable à $r/D_j = 5$. Ce caractère intermittent du champ proche de pression semble être localisé aux positions en aval (au-delà de la fin de cône potentiel) et à proximité de l'axe du jet. Comme dans la partie précédente, une zone du champ proche de pression se démarque.

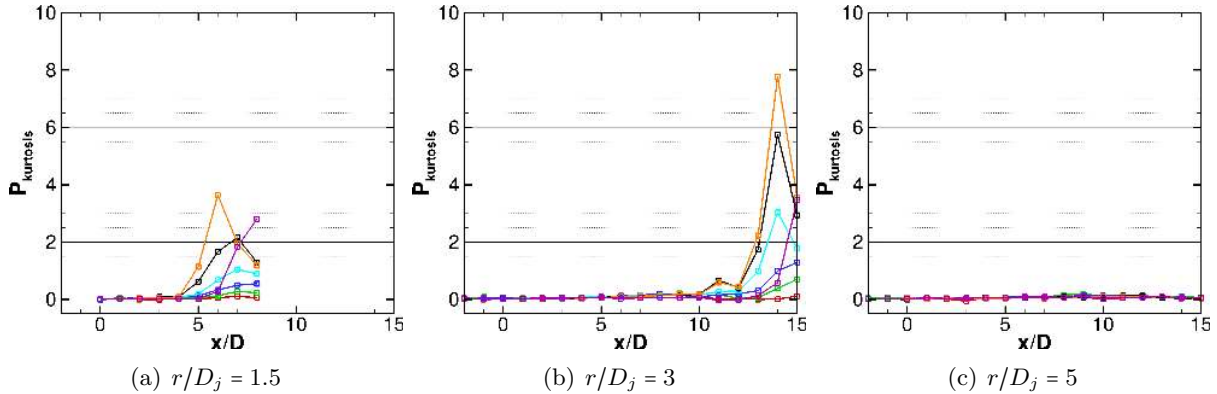


Figure II.15 – Évolutions longitudinales des niveaux d'excédant de kurtosis pour les modes azimuthaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$; violet, signal total ; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

II.2.3 Étude de la répartition spatiale des fréquences des modes azimuthaux

Dans cette section ainsi que dans la suite de la thèse, les amplitudes spectrales des signaux ont été calculées à partir de la méthode du périodogramme (cf. annexe C). Les spectres expérimentaux présentés dans ce chapitre ont été obtenus à partir d'une moyenne faite sur 640 blocs et avec une résolution fréquentielle de 32 Hz.

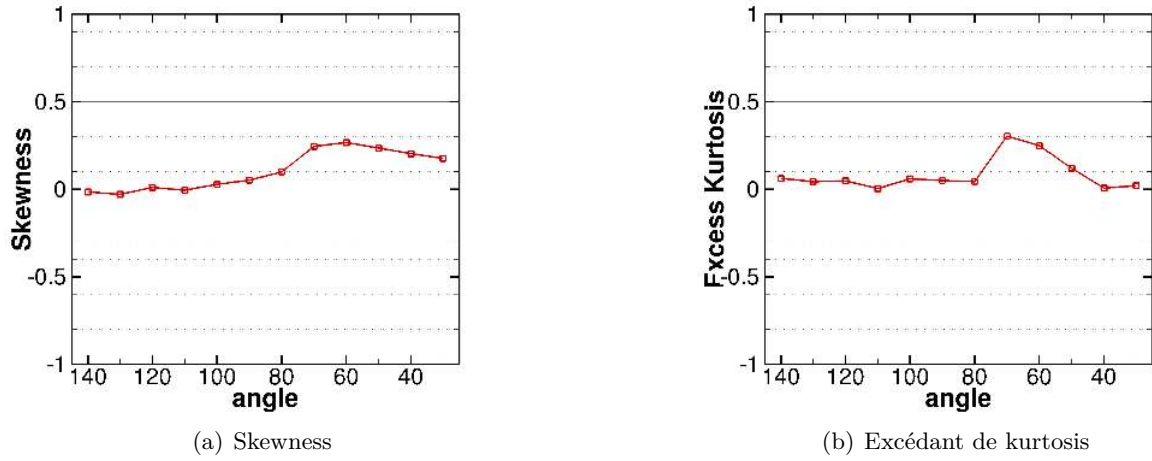


Figure II.16 – Valeurs de skewness et d'excédant de kurtosis pour les signaux en champ lointain en fonction de la position angulaire

Sur la figure II.17 sont représentées les cartographies de densité spectrale de pression du signal complet (*PSD* en anglais) en fonction de la position axiale et du nombre de Strouhal $St = f \cdot D_j / U_j$ pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 5\}$. On peut voir que pour toutes les positions, les basses fréquences ($St \leq 0.5$) dominent le spectre. Il y a par exemple à $r/D_j = 1.5$ et $x/D_j = 5$ une différence de 30 dB/Hz entre les fréquences $St = 0.3$ et $St = 3$. De plus les basses fréquences sont concentrées vers les positions aval ($x/D_j \geq 7$) alors que les hautes fréquences sont concentrées plutôt aux positions amont ($x/D_j \leq 4$), plus à proximité de l'éjection du jet. Ces résultats ont déjà été observés au niveau des spectres en champ lointain par différents auteurs comme Tanna *et al.*[143] Tam[133], Tam *et al.*[141], Viswanathan[154], Bogey & Bailly[18], Huet[72], etc. On observe également à $r/D_j = 1.5$ une bosse aux moyennes fréquences (pour $St \in [1 ; 2]$) pour les positions axiales $x/D_j \in [2 ; 5]$ qui n'est pas présente à $r/D_j = 5$ (ou du moins pas aux positions mesurées).

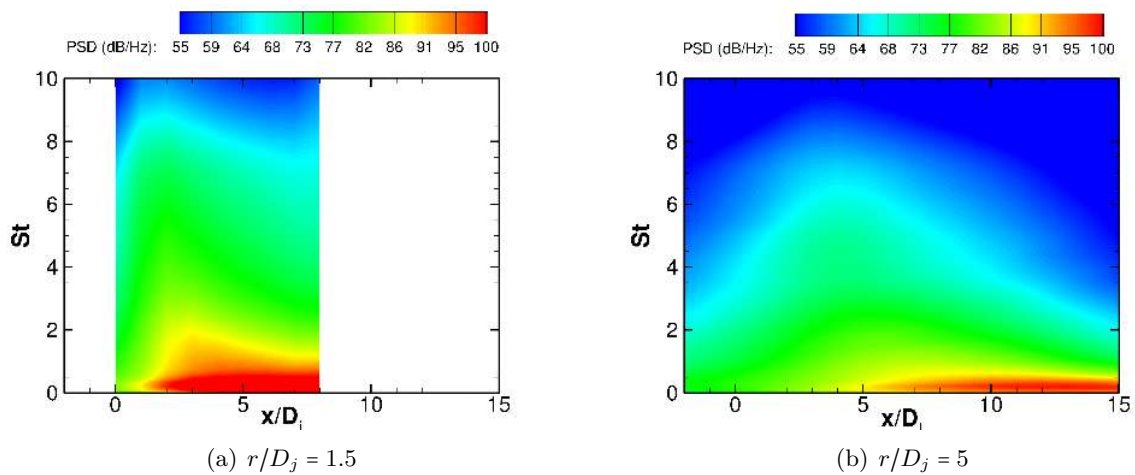


Figure II.17 – Cartographies dans le plan $(x/D_j; St)$ de la densité spectrale de pression (*DSP*) pour le signal complet à $r/D_j = 1.5$ et 5

On observe sur les DSPs des différents modes azimutaux représentés sur la figure II.18 que le mode axisymétrique (i.e. mode azimutal $m = 0$) domine sur tout le spectre et à toutes les positions, particulièrement aux basses et moyennes fréquences ($St \leq 1$). D'une manière

plus générale, plus l'ordre azimutal est bas, plus le mode a une énergie élevée aux basses fréquences. Pour les hautes fréquences ($St \geq 2 - 3$), tous les modes ont des niveaux similaires. Ainsi, les différences de niveaux énergétiques entre les modes azimutaux observées dans la section II.2.1 viennent des basses fréquences qui dominent largement le spectre. Cependant, la croissance des niveaux énergétiques en basses fréquences quand on se déplace vers l'aval se répercute sur tous les modes azimutaux et en particulier les modes azimutaux d'ordre élevé. Cela peut expliquer la « seconde croissance » observée pour $x/D_j \geq 5$ sur les niveaux rms des modes d'ordre élevé quand on se déplace vers l'aval (notamment à $r/D_j = 1.5$, cf. figure II.10).

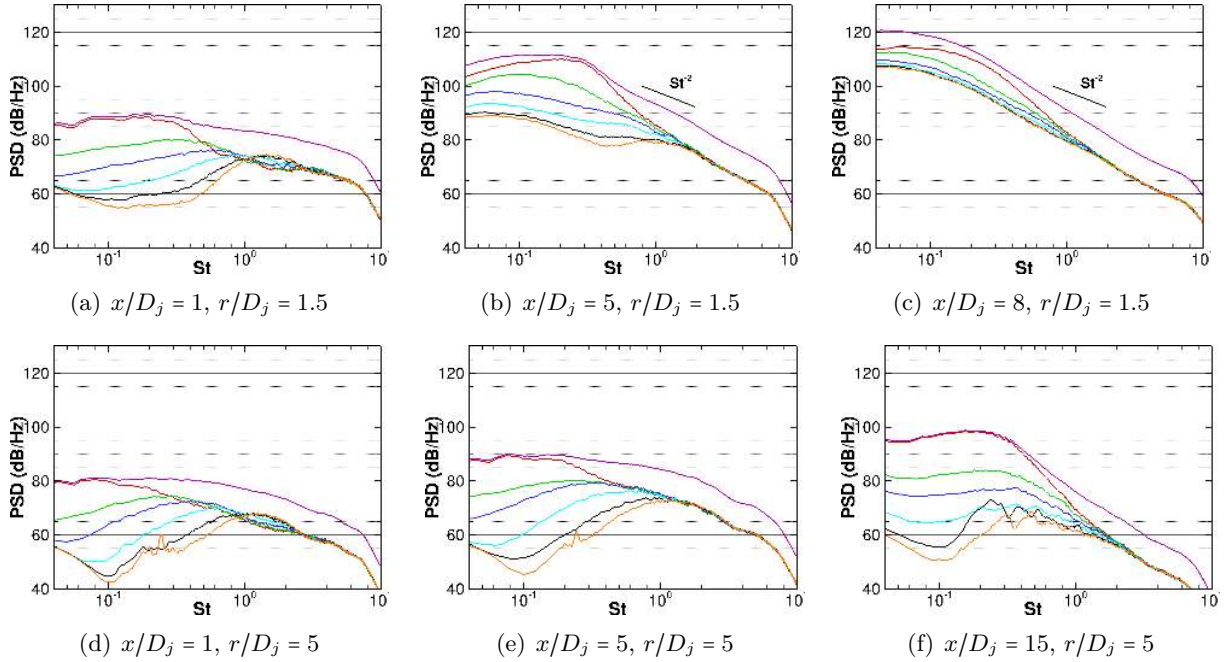


Figure II.18 – DSP pour différentes positions axiales à $r/D_j = 1.5$ et 5 pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$; violet, signal total ; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

À $r/D_j = 1.5$, quand on se déplace vers l'aval ($x/D_j \in [2 ; 5]$), on observe l'apparition d'une bosse énergétique aux basses fréquences $St \approx 0.2$, correspondant à la fréquence privilégiée de rayonnement en champ lointain pour les directions en aval [108, 143]. Cette bosse provoque une rupture dans la pente des spectres avec les hautes fréquences décroissant selon une loi en St^{-2} (loi associée à un comportement acoustique en hautes fréquences). Cette rupture de pente a été associée par Arndt *et al.* [7] à la transition du champ proche de pression, dominé par les fluctuations de pression hydrodynamiques, vers le champ lointain, dominé par les fluctuations de pression acoustiques. Pour des positions plus en aval ($x/D_j \geq 7 - 8$), la croissance des basses et moyennes fréquences continue mais de manière plus marquée pour les modes azimutaux d'ordre élevé, de sorte que les différents modes azimutaux ont des spectres de plus en plus similaires. De plus, les spectres ne suivent plus en hautes fréquences une loi en St^{-2} . Il y a une modification dans le contenu fréquentiel du champ de pression.

À $r/D_j = 5$, le comportement fréquentiel des modes azimutaux est différent. En effet, bien que, comme à $r/D_j = 1.5$, les basses fréquences ont des niveaux énergétiques croissants quand on se déplace vers l'aval, les modes azimutaux n'ont pas tous des niveaux qui croissent en basses fréquences. Le mode axisymétrique subit une forte croissance de ses niveaux énergétiques aux alentours de $St = 0.2$. Cette forte croissance est moins marquée pour les modes d'ordre plus élevé. À $r/D_j = 5$, quand on se déplace de $x/D_j = 1$ à $x/D_j = 15$, les niveaux énergétiques à $St = 0.2$ du mode axisymétrique augmentent de 20 dB/Hz contre 10 dB/Hz pour le mode $m = 1$.

Il y a donc une différence dans le contenu fréquentiel des modes azimutaux en fonction de la position radiale. Les modes azimutaux d'ordre élevé ont un contenu spectral basse fréquence qui voit son énergie croître de façon très marquée quand on se déplace vers l'aval à $r/D_j = 1.5$ (augmentation de 50 dB/Hz pour le mode $m = 4$ de $x/D_j = 1$ à $x/D_j = 8$). Cette augmentation peut être mise en lien avec la présence de la bosse énergétique observée notamment à $(x/D_j = 5; r/D_j = 1.5)$. En effet cette bosse croît en se déplaçant vers l'aval et change la décroissance des spectres en hautes fréquences qui n'ont plus une décroissance en St^{-2} . De plus, la composition azimutale du champ de pression est très modifiée, les modes élevés voient leur contribution augmenter et tendent vers des niveaux similaires aux modes dominants d'ordre faible. Cette modification du comportement fréquentiel et azimutal du champ de pression est très localisée. Quand on s'éloigne de l'axe du jet, on n'observe plus cette modification du comportement (comme à $r/D_j = 5$). Suzuki & Colonius [131] ont montré par leur étude expérimentale en champ proche que la pression hydrodynamique a une décroissance exponentielle suivant la distance radiale. Ce qui explique sa faible extension radiale par rapport à la pression acoustique, qui a une décroissance algébrique par rapport à la distance. Des résultats similaires ont également été constatés par Grizzi & Camussi [61]. Grizzi & Camussi ont de plus montré que le champ de pression hydrodynamique était très intermittent et, au moyen de calculs de corrélation, qu'il était lié au champ de vitesse pour les positions à proximité de la tuyère et en aval du cône potentiel. Ce comportement est à rapprocher des résultats de la partie II.2.2 dans laquelle il a été montré que le champ de pression présente une forte intermittence dans une zone localisée aux positions en aval et à proximité de l'axe et en particulier pour les modes azimutaux d'ordre élevé. Ainsi la zone du champ de pression située en aval et à proximité de l'axe du jet est liée à un comportement hydrodynamique du champ de pression.

II.2.4 Lien avec le champ lointain

Dans la partie précédente, on a vu que les modes azimutaux d'ordre élevé $|m| \geq 2$ présentaient une différence de comportement très marquée entre les positions à proximité de l'axe ($r/D_j = 1.5$) et les positions loin de l'axe ($r/D_j = 5$). Cette différence est visible sur l'évolution de leurs niveaux énergétiques, leur caractère intermittent et leur contenu fréquentiel. Elle est cependant moins marquée pour les modes azimutaux d'ordre plus faible comme le mode axisymétrique.

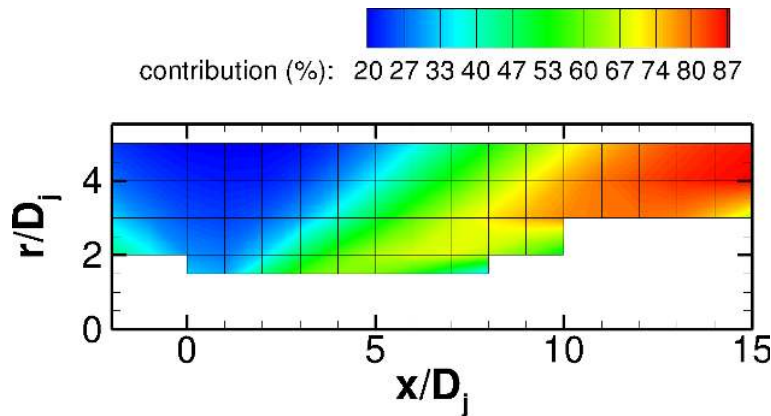


Figure II.19 – Cartographie dans le plan $(x ; r)$ de la contribution du mode axisymétrique au niveau rms du signal complet

Sur la figure II.19 est représentée la contribution du mode axisymétrique à l'énergie globale. On peut observer la présence d'un secteur angulaire sur lequel le mode axisymétrique est fortement dominant ($\geq 60\%$). Ce secteur angulaire est aux alentours de 20° , ce qui correspond

à la direction privilégiée de rayonnement acoustique en champ lointain. Hall *et al.* [68, 66] ont montré expérimentalement que le mode axisymétrique de pression en champ proche est fortement corrélé avec le rayonnement acoustique en champ lointain et tout particulièrement pour les positions aval en champ lointain, c'est-à-dire la direction privilégiée de rayonnement acoustique. Leurs mesures en champ proche au moyen d'une antenne azimutale ont été acquises simultanément avec celles en champ lointain au moyen d'un arc de microphones. Leur étude a ainsi pu mettre en évidence la forte corrélation entre les basses fréquences en champ proche, pour lesquelles le mode axisymétrique est dominant, et le rayonnement acoustique en champ lointain. Ces résultats sont en accord avec Cavalieri *et al.* [37] qui ont montré que le mode axisymétrique est très directif pour les directions en aval et proches de l'axe en champ lointain. Leur étude montre également que le mode axisymétrique contribue à la dominance des basses fréquences sur les spectres de pression pour ces directions en champ lointain.

Pour étudier la transition entre le champ proche et le champ lointain, on représente sur la figure II.20 les spectres en fonction de $k.y$ selon la méthode proposée par Arndt *et al.* [7]. Ici, k est le nombre d'onde acoustique ($k = \omega/c$, où c est la vitesse du son ambiante) et y est la distance entre le microphone et la ligne médiane de la couche de cisaillement. Sur la figure les spectres à une même position axiale $x/D_j = 4$ et à plusieurs positions radiales $r/D_j \in [1.5 ; 5]$ sont représentés. Cette représentation permet de voir l'évolution de l'amplitude des spectres en fonction de la fréquence à une position radiale donnée et en fonction de la position à une fréquence donnée.

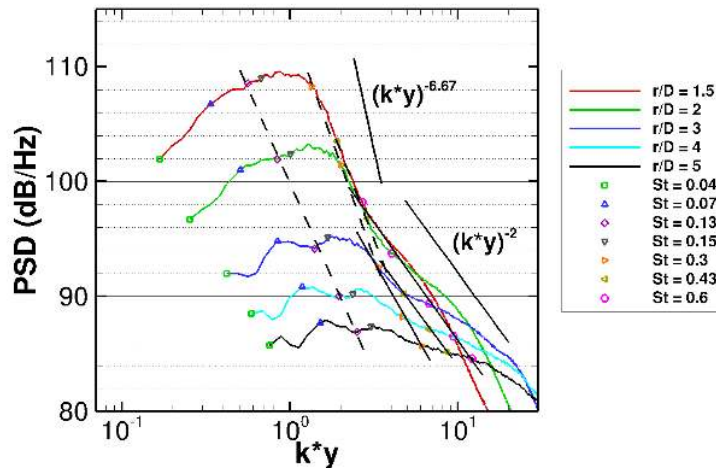


Figure II.20 – Spectres représentés en fonction de $k.y$ (Arndt *et al.* [7]) à $x/D_j = 4$

On observe une rupture dans la pente des spectres pour une valeur de $k.y$ telles que $k.y \sim 3.5$. Cette rupture de pente a été associée par Arndt *et al.* à la transition de la pression dominée par des fluctuations hydrodynamiques à la pression dominée par des fluctuations acoustiques. Ainsi pour la partie du spectre pour les valeurs de $k.y$ inférieures à la valeur limite, les fluctuations de pression ont un comportement hydrodynamique dominant. Pour l'autre partie du spectre, i.e. pour les valeurs de $k.y$ supérieures à la valeur limite, les fluctuations de pression ont principalement un comportement acoustique. Les fluctuations de pression acoustiques sont également présentes aux basses fréquences mais ne sont pas dominantes par rapport aux fluctuations de pression hydrodynamiques et peuvent donc être cachées par celles-ci, ce que montrent expérimentalement Grizzi & Camussi [61] ainsi que Hall *et al.* [66]. Arndt *et al.* ont obtenu une valeur limite $k.y \sim 2$ pour un jet isotherme à $M_j = 0.52$, d'autres auteurs comme Hall *et al.* [66] ont une valeur de ~ 3 pour un jet isotherme à $M_j = 0.85$ ou encore Jordan *et al.* [82] ont une valeur de ~ 1.3 pour un jet isotherme à $M_j = 0.3$.

Dans notre cas, pour les valeurs de $k.y$ telles que $k.y \geq 3.5$, les spectres ont une décroissance

qui suit une loi en $(k.y)^{-2}$, ce qui est en accord avec un comportement acoustique du champ de pression. Pour les valeurs de $k.y$ telles que $k.y \leq 3.5$, les spectres décroissent suivant une loi en $(k.y)^{-6.67}$, décroissance qu'Arndt *et al.* ont associé à des fluctuations de pression hydrodynamiques. À $r/D_j = 5$, cette valeur limite de $k.y$ correspond à une fréquence limite $St \approx 0.1$. Le champ de pression pour cette position radiale peut donc être considéré comme principalement acoustique. Pour une autre position radiale, la fréquence limite a une valeur différente. Cela illustre ce qu'ont montré les travaux d'Arndt *et al.*, à savoir que la séparation entre le champ proche et le champ lointain dépend de la position mais aussi de la fréquence.

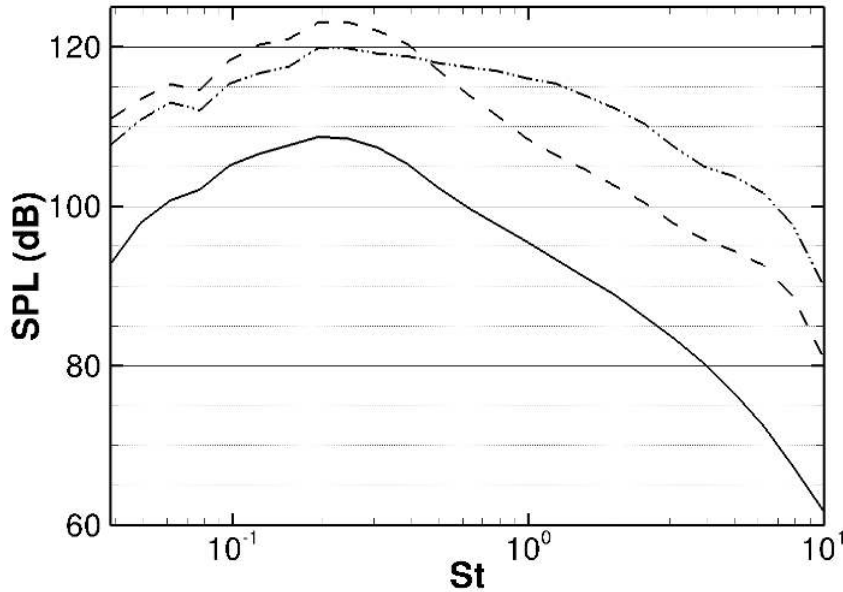


Figure II.21 – Comparaison de spectres de pression en 1/3 d'octaves entre le champ lointain à $\Theta = 31^\circ$ (—) et le champ proche à $(x/D_j = 14 ; r/D_j = 5)$ (---) et à $(x/D_j = 8 ; r/D_j = 5)$ (- · - · -)

Quand on compare sur la figure II.21 le spectre en champ lointain à 31° à celui en champ proche à $x/D_j = 14$ et $r/D_j = 5$, on constate que les spectres ont globalement la même allure malgré quelques petites différences en basses fréquences qui peuvent être expliquées par les spectres en $k.y$. L'angle en champ lointain est calculé à partir du centre du plan d'éjection de la tuyère. Dans ce même repère, la position $(x/D_j = 14 ; r/D_j = 5)$ correspond à un angle aux alentours de 20° . Les deux positions angulaires sont donc très différentes entre le signal de pression en champ lointain et celui en champ proche. Si maintenant on prend l'origine des angles à partir de la fin du cône potentiel sur l'axe (i.e. $x/D_j = 5.4$ pour la configuration jet chaud), le signal en champ proche est à 32° et celui en champ lointain est à 34° ; donc des angles très proches, aux effets de réfraction près.

Dans la littérature, il est connu que le rayonnement acoustique en champ lointain dans cette direction est très directif et est fortement lié à la zone aux alentours de la fin du cône potentiel, cette source étant non compacte. Pour cela on peut notamment voir Tam *et al.*[141], Cavalieri *et al.*[37] ou encore Bogey & Bailly[18]. Ainsi le signal de pression à la position $(x/D_j = 14 ; r/D_j = 5)$ peut être considéré comme ayant un comportement de champ lointain, i.e. comme étant dominé par les fluctuations de pression acoustiques, l'écart entre les positions angulaires pouvant être dû à la non-compacité de la source et aux effets de réfraction. Ce comportement acoustique est confirmé par l'analyse en fonction de $k.y$. C'est ce qui explique la forte similarité entre les formes de ces deux spectres.

Sur la figure II.21 est également représenté le spectre du signal de pression en champ proche

à $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 5$. Cette position en champ proche correspond à un angle de $\sim 32^\circ$ par rapport au centre du plan d'éjection de la tuyère et à $\sim 68^\circ$ par rapport à la fin du cône potentiel sur l'axe. Le spectre à cette position du champ proche est très différent du spectre en champ lointain, ce qui conforte les observations précédentes, notamment la directivité de ce rayonnement.

II.2.5 Bilan

Dans la section précédente, une zone du champ proche a été mise en évidence pour les positions $2 \leq x/D_j \leq 5$ à $r/D_j \leq 2$ et pour des positions axiales se déplaçant vers l'aval quand on s'éloigne de l'axe du jet. Dans cette zone, le mode axisymétrique domine les autres modes azimutaux du champ de pression, et de manière encore plus marquée aux basses fréquences. De plus, les spectres en champ lointain et en champ proche présentent de fortes similarités dans la direction privilégiée de rayonnement en champ lointain. Les spectres en champ proche sont dominés dans cette zone par les fréquences proches de $St \sim 0.2 - 0.3$, qui correspond à la fréquence du pic de rayonnement en champ lointain. Toutes ces observations vont dans le sens des travaux de Hall *et al.*[68, 66] et Grizzi & Camussi[61], notamment par rapport à la forte corrélation entre le champ lointain en aval et le mode axisymétrique du champ proche, ainsi que pour les basses fréquences. Ils ont également montré la directivité marquée vers l'aval de la pression acoustique en champ proche, qui est fortement corrélée avec le champ de vitesse dans le jet pour les positions en amont de la fin du cône potentiel. Ainsi, la zone identifiée est une zone dominée par les fluctuations de pression acoustiques. En aval de la fin de cône potentiel et à proximité de l'axe du jet, les fluctuations de pression hydrodynamiques sont dominantes (cf. section II.2.3).

II.3 Effet de la température sur le champ proche de pression

Comme on peut le voir dans le tableau II.1, les deux configurations de jet sont à des températures différentes $T_{tot}/T_\infty = 1.2$ et $T_{tot}/T_\infty = 3.2$ mais à un même nombre de Mach dans le jet $M_j = 0.7$. Ainsi deux facteurs changent entre les deux configurations de jet, la température du jet et la vitesse du jet. La variation de ces deux facteurs donne des effets différents sur l'aérodynamique ainsi que sur l'acoustique rayonné en champ lointain. Au niveau de l'aérodynamique, le jet isotherme présente un cône potentiel plus long que le jet chaud³, ce qui montre que l'effet dû à l'augmentation de température prévaut sur celui de l'augmentation de vitesse[95, 94, 1] (cf. section I.1.1.3 du chapitre I). Nous allons voir dans cette partie l'influence de la variation de ces facteurs sur le champ proche de pression.

II.3.1 Influence sur le signal complet

Sur la figure II.22 sont représentées les évolutions longitudinales des niveaux rms du signal de pression moyennés en azimut à différentes positions radiales du champ proche pour les deux configurations de jet. On peut observer que les niveaux sont plus élevés pour le jet chaud comparé au jet isotherme et ceci pour toutes les positions. Cette augmentation des niveaux rms est en accord avec les résultats des études expérimentales de Tanna *et al.*[145, 143] et de Viswanathan[151, 152, 153]. Ils ont également montré que pour un nombre de Mach acoustique⁴ voisin de $M_a \sim 0.7 - 0.8$, une augmentation de la température n'avait pas d'effet notable sur l'acoustique du jet en champ lointain. Au contraire, une augmentation de la vitesse à température constante provoque une augmentation des niveaux acoustiques en champ lointain, ce que

3. pour rappel, $L_{c_{iso}} \approx 7D_j$ et $L_{c_{chaud}} = 5.4D_j$

4. $M_a = U_j/c_\infty$, avec c_∞ la vitesse du son à l'extérieur du jet

l'on voit sur les niveaux en champ proche ainsi que sur les directivités en champ lointain pour le jet étudié dans la présente étude (représentées sur la figure II.23).

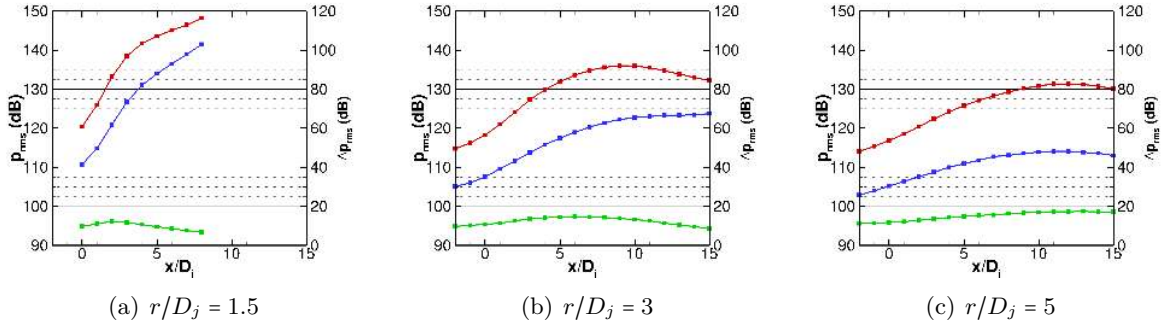


Figure II.22 – Comparaison des évolutions longitudinales des niveaux rms pour le signal complet de pression pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5; 3; 5\}$; jet chaud, jet isotherme ; Δp_{rms}

Viswanathan [152, 153] a mis en évidence au moyen d'une importante base de données expérimentales que cette augmentation varie suivant la température et l'angle. Pour les directions en aval, l'augmentation est plus forte. On peut également constater que l'augmentation des niveaux est plus marquée en champ proche pour les positions en aval loin de l'axe (par exemple à $r/D_j = 5$ pour $x/D_j \geq 10$)⁵. En effet, à $r/D_j = 5$ et $x/D_j = 12$, on a une différence de 17dB sur les niveaux rms, alors qu'à $r/D_j = 1.5$ et $x/D_j = 4$, on a une différence de 10dB. Ces positions correspondent également aux directions pour lesquelles on observe en champ lointain une augmentation plus marquée des niveaux de directivité (pour $\Theta \leq 50^\circ$).

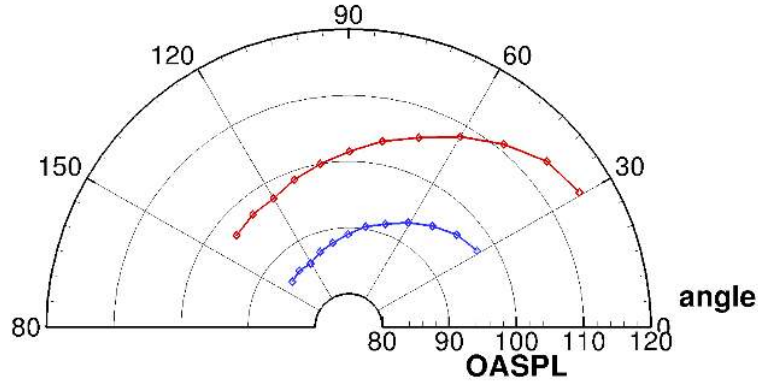


Figure II.23 – Comparaison des directivités en champ lointain à $75D_j$; jet chaud, jet froid

Afin d'approfondir ces observations, les niveaux de DSP des signaux moyennés en azimut pour différentes positions en champ proche pour les deux configurations sont représentés sur la figure II.24. On peut ainsi remarquer que les niveaux de DSP sont plus élevés pour la configuration jet chaud pour toutes les positions et ceci pour toute la bande de fréquences $St \leq 8$. L'augmentation de niveau des DSPs est plus marquée pour les positions en aval et loin de l'axe du jet, comme observé précédemment sur les niveaux rms de pression en champ proche. Cette augmentation est d'autant plus marquée pour les basses fréquences autour de $St = 0.2$ que pour les hautes fréquences, donnant ainsi une forme plus « pointue » aux spectres du jet chaud pour ces positions. Quelle que soit la vitesse, Tanna *et al.*[143] ont montré qu'une

5. ou plutôt sur le secteur identifié dans la partie II.2.4 pour lequel il semble y avoir un comportement acoustique dominant

augmentation de température provoquait une baisse des niveaux de DSP aux hautes fréquences. Conjugué avec l'augmentation de vitesse qui fait augmenter globalement tout le spectre, l'effet de l'augmentation de température donne une allure de spectre plus « pointue » pour ces positions.

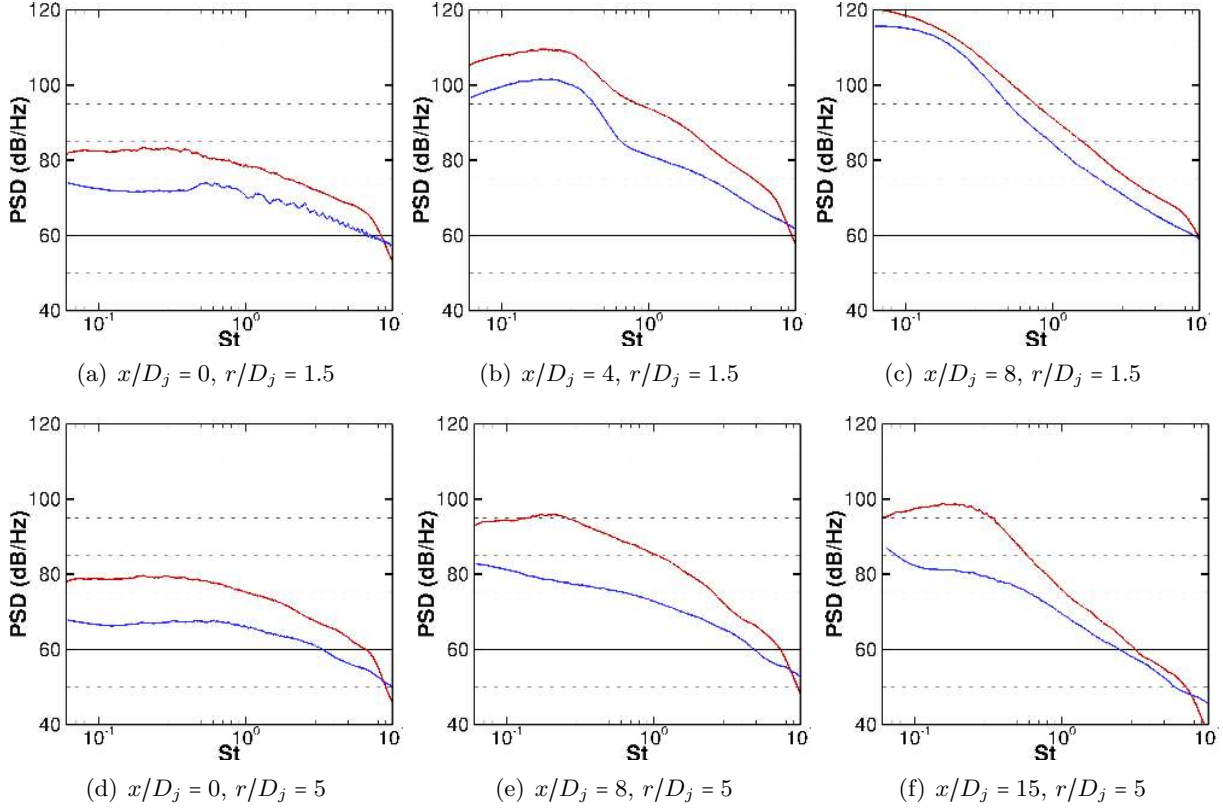


Figure II.24 – Comparaison des DSPs du signal complet à différentes positions en champ proche ; *jet chaud*, *jet froid*

On peut également remarquer qu'à $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 1.5$ (cf. figure II.24(c)), l'écart est moins marqué, notamment aux basses fréquences⁶. Cette zone correspond à la zone du champ proche identifiée précédemment dans la partie II.2.3, où la pression a un comportement hydrodynamique dominant. Grizzi & Camussi[61] ont montré expérimentalement que la pression hydrodynamique était faiblement affectée par les variations de vitesse (contrairement à la pression acoustique). La diminution des écarts de niveaux entre les jets chaud et isotherme pour ces positions va dans le sens des résultats de Grizzi & Camussi. L'écart restant peut être dû à un effet de température ou à un résidu de la composante acoustique du champ de pression minoritaire pour ces positions.

Afin d'approfondir l'analyse des changements induits par l'élévation de température et de vitesse entre les deux configurations de jet, la composition azimutale du champ de pression proche du jet isotherme est étudiée dans la partie suivante.

6. ça commence à se voir à $x/D_j = 4$

II.3.2 Influence sur les modes azimuthaux

II.3.2.1 Niveaux rms en champ proche

Sur la figure II.25 sont représentées les évolutions longitudinales des niveaux rms des modes azimuthaux du champ proche ainsi que le signal complet pour le jet isotherme à différentes positions radiales. De même que pour les niveaux rms des signaux complets, les niveaux rms des modes azimuthaux sont plus élevés pour le jet chaud que pour le jet isotherme, pour toutes les positions. Les écarts peuvent dépasser 10 dB selon la position et le mode considéré. On peut cependant remarquer que l'écart de niveaux rms entre le jet chaud (cf. figure II.10) et le jet isotherme est plus marqué pour le mode axisymétrique, notamment pour les positions en aval, plus éloignées de l'axe, positions pour lesquelles les niveaux rms des signaux bruts ont une plus forte augmentation. Le mode axisymétrique a donc une plus forte contribution au signal complet pour ces positions (cf. figure II.26). On a également vu que pour ces positions, les basses fréquences étaient également plus marquées et contribuaient ainsi aux plus forts écarts de niveaux rms de pression constatés, ce qui est cohérent avec la dominance plus marquée du mode axisymétrique à ces fréquences.

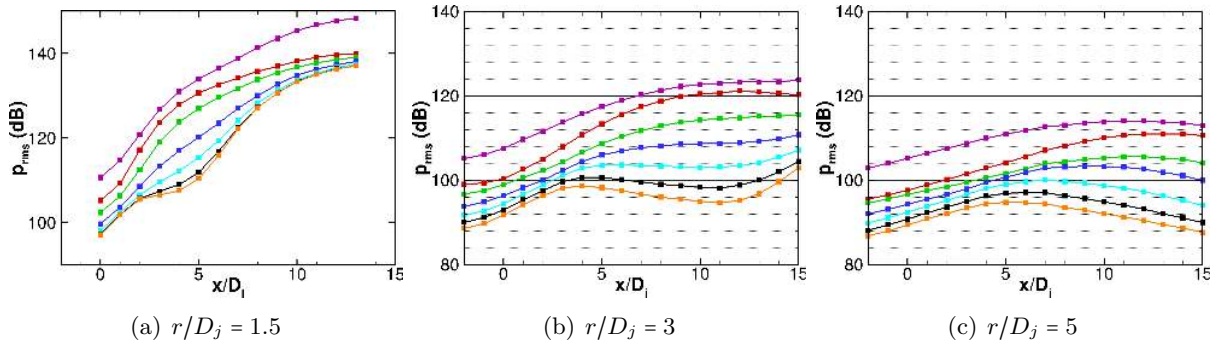


Figure II.25 – Évolutions longitudinales des niveaux rms de la pression pour les modes azimuthaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$ pour la configuration jet isotherme. *violet*, signal total; *rouge*, $m = 0$; *vert*, $m = 1$; *bleu*, $m = 2$; *cyan*, $m = 3$; *noir*, $m = 4$; *orange*, $m = 5$

Les évolutions longitudinales des niveaux rms des modes azimuthaux du jet isotherme sont similaires à celles du jet chaud. Pour les positions proches de l'axe, les modes azimuthaux d'ordre faible et ceux d'ordre élevé ont des croissances différentes en fonction de la position axiale. Les modes azimuthaux d'ordre élevé ont une « deuxième » croissance pour les positions en aval de la fin de cône potentiel. Là aussi ce comportement se décale vers l'aval quand on s'éloigne de l'axe du jet. Ainsi, des zones similaires à celles identifiées pour le jet chaud sont présentes dans le champ proche de pression du jet isotherme.

Les évolutions longitudinales des contributions rms au signal total des modes azimuthaux en fonction de la position axiale adimensionnée par la longueur de cône potentiel L_c sont représentées sur la figure II.26. On remarque que le mode axisymétrique a une plus forte contribution pour le jet chaud que pour le jet isotherme pour les positions en aval de $x/L_c \sim 0.5$ à $r/D_j = 1.5$ puis pour $x/L_c \geq 1$ quand on s'éloigne du jet. Le mode axisymétrique a une contribution de plus en plus marquée et sur une zone de plus en plus étendue pour le jet chaud par rapport au jet isotherme quand on s'éloigne du jet. Tous les autres modes azimuthaux ont une contribution moins élevée pour le jet chaud que pour le jet isotherme. Ainsi l'élévation de température et de vitesse fait que le champ proche de pression du jet chaud est organisé de manière plus marquée que pour le jet isotherme autour du mode axisymétrique, réduisant la contribution relative des autres modes azimuthaux.

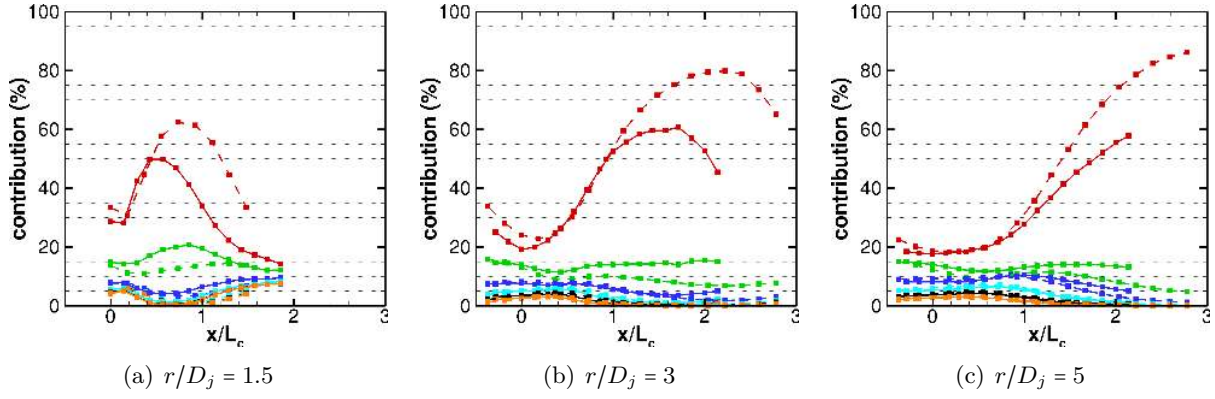


Figure II.26 – Comparaison des évolutions longitudinales en fonction de x/L_c des contributions rms au signal total pour les modes azimuthaux $m \in [0; 5]$ pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5; 3; 5\}$; — —, jet chaud; —, jet isotherme; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

II.3.2.2 Niveaux de DSP en champ proche

Pour le jet isotherme, les évolutions des DSPs pour les modes azimuthaux, présentées sur la figure II.27, sont similaires à celles obtenues pour le jet chaud (cf. figure II.18). Les modes azimuthaux sont ordonnés énergétiquement aux basses fréquences : plus l'ordre azimuthal est faible et plus le mode aura un niveau de DSP élevé. Pour les hautes fréquences, les modes tendent à avoir des niveaux similaires. La bosse énergétique présente aux basses fréquences à proximité de l'axe du jet (à $r/D_j = 1.5$) est également visible. À $r/D_j = 1.5$, quand on continue de se déplacer vers l'aval, les modes azimuthaux ont des spectres de plus en plus confondus (à $x/D_j = 13$).

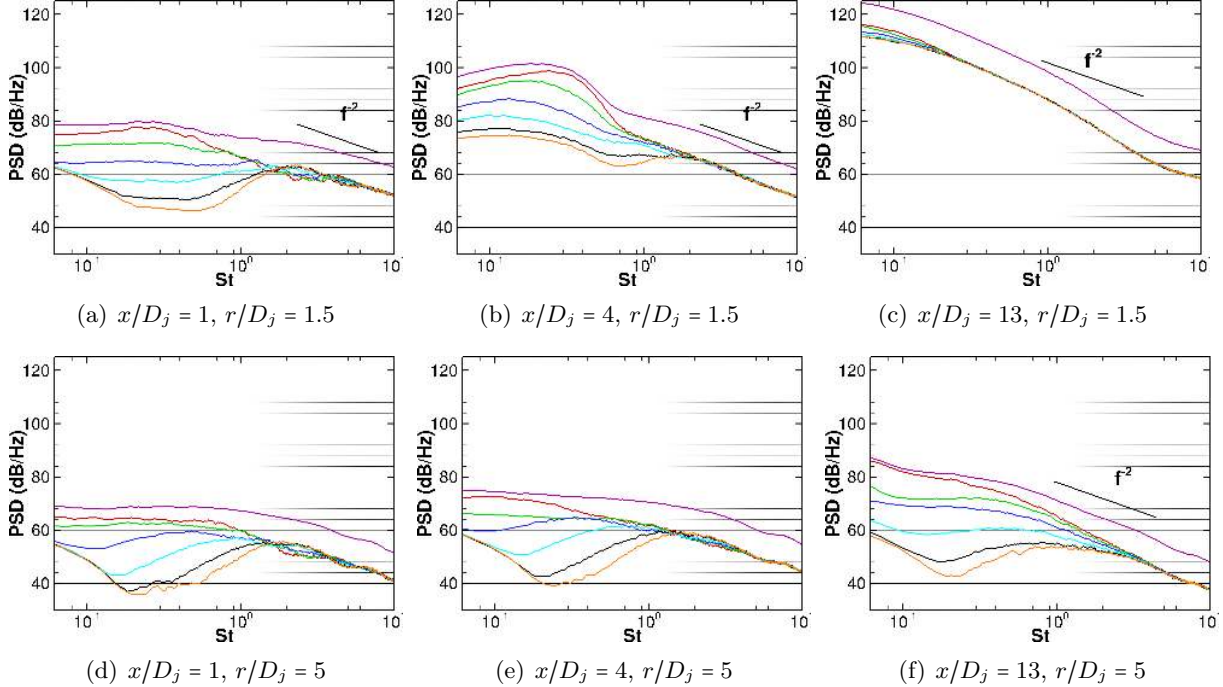


Figure II.27 – DSP pour différentes positions axiales à $r/D_j = 1.5$ et 5 pour les modes azimuthaux $m \in [0; 5]$ de la configuration de jet isotherme; violet, signal total; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

Pour des jets subsoniques et isothermes, Cavalieri *et al.*[36] ont montré que l'allure « pointue » des spectres en champ lointain pour les directions aval à une fréquence voisine de $St = 0.2$

est due au mode axisymétrique qui domine. Ils ont de plus montré que le mode axisymétrique a une contribution plus forte quand la vitesse du jet est plus élevée (ce que l'on retrouve en champ proche sur la figure II.26), accentuant ainsi l'allure pointue des spectres aux directions aval. Ainsi, l'augmentation de la température et de la vitesse contribuent à l'augmentation de la contribution du mode axisymétrique, favorisant ainsi les basses fréquences et l'allure plus « pointue » des spectres aux fréquences autour de $St = 0.2$ pour ces positions.

II.4 Conclusion

Dans ce chapitre une analyse de données expérimentales du champ proche de pression d'un jet chaud subsonique a été présentée. L'étude de la structure azimutale et fréquentielle du champ de pression proche a permis de mettre en évidence deux zones se distinguant par une dominance du comportement hydrodynamique ou acoustique. La première zone se situe en aval de la fin du cône potentiel et à proximité du jet. Dans cette zone, la pression présente une forte intermittence, les modes azimutaux ont des contributions équivalentes et ont des spectres similaires dominés par les basses fréquences $St \leq 1$. Ces caractéristiques sont associées à un comportement hydrodynamique dominant. La deuxième zone correspond à un secteur dont l'origine se situe en amont de la fin du cône potentiel, à proximité du jet, et se décale vers l'aval pour les positions plus éloignées du jet. Cette zone se distingue par une forte dominance du mode axisymétrique et des fréquences voisines de $St = 0.2$, donnant aux spectres une allure pointue. Ces caractéristiques sont associées à un comportement acoustique dominant. L'influence de l'augmentation simultanée de la température et de la vitesse sur la pression en champ proche a également été étudiée à travers la comparaison des données expérimentales issues d'un jet isotherme sur la même tuyère. Cette comparaison a mis en évidence que l'augmentation combinée de la température et de la vitesse mène à une élévation des niveaux rms de pression en champ proche, notamment aux fréquences proches de $St \approx 0.2$ et accentue le caractère dominant du mode axisymétrique.

Ces données, bien que très riches, ne permettent pas une analyse complète. En effet, pour des raisons pratiques (présence du support de l'antenne azimutale), les mesures en champ proche et en champ lointain ne sont pas synchronisées et les mesures de l'antenne azimutale ne sont synchronisées entre elles que pour une même position (axiale *et* radiale). Aucune corrélation entre le champ proche et le champ lointain n'est donc possible. De même, la présence de l'antenne azimutale rend impossible toute mesure aérodynamique permettant de caractériser le comportement du jet.

Pour pallier ce problème, une simulation numérique permettant de compléter judicieusement les données expérimentales est réalisée. Les « capteurs numériques » peuvent ainsi être placés n'importe où, sans risque de perturbation mutuelle et avec une synchronisation de l'ensemble des signaux. La mise en place de cette simulation est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre III

Mise en place d'une simulation numérique visant à reproduire la configuration $\phi 80$ jet chaud

Sommaire

III.1 Calcul préliminaire	58
III.1.1 Configuration simulée	58
III.1.2 Description du maillage	58
III.1.3 Paramètres de simulation et conditions aux limites	59
III.1.4 Résultats	60
III.2 Déclenchement de la turbulence	62
III.2.1 Premières tentatives	63
III.2.2 Méthodologie retenue	66
III.3 Étude paramétrique	70
III.3.1 Paramètres spécifiques aux calculs sur 45°	70
III.3.2 Validité de l'approche 45°	71
III.3.3 Paramètres étudiés	74
III.3.4 Synthèse	94
III.4 Conclusion	94

Dans ce chapitre, on s'intéresse à la mise en place d'une simulation numérique visant à reproduire la configuration jet chaud de la tuyère $\phi 80$ présentée dans le chapitre précédent. Un premier calcul réalisé sur la configuration de jet permet de montrer la nécessité de déclencher la turbulence dans la couche de cisaillement afin d'avoir une simulation la plus fidèle possible à la configuration expérimentale. Une étude paramétrique sur la méthode de déclenchement de la turbulence utilisée, ainsi que sur certains paramètres de maillage, est réalisée. Cette étude paramétrique permet d'aboutir à un jeu de paramètres optimal (parmi ceux testés) qui sera utilisé dans la simulation numérique de référence présentée dans le chapitre suivant.

III.1 Calcul préliminaire

III.1.1 Configuration simulée

Le jet simulé correspond à la configuration « jet chaud » réalisée sur la tuyère $\phi 80$ présentée dans le chapitre précédent. Les caractéristiques de cette configuration sont rappelées dans le tableau III.1 ci-dessous.

$U_j(m.s^{-1})$	M_j	T_j/T_∞	M_a	T_{tot}/T_∞	$T_\infty(K)$	Re_D	p_{tot}/p_∞
410	0.7	2.96	1.2	3.2	280	4×10^5	1.4

Tableau III.1 – Caractéristiques du jet simulé

Le jet simulé est un jet turbulent chaud subsonique par rapport aux conditions du jet. Un écoulement extérieur à $5 m.s^{-1}$ a été ajouté dans tout le domaine de calcul conformément aux conditions présentes dans la soufflerie ; il permet en outre d'assurer la stabilité du calcul.

La figure III.1 présente des illustrations de la géométrie de la tuyère $\phi 80$ utilisée pour la simulation. Une vue globale de la tuyère est donnée par la sous-figure (a). Les conditions d'entrée (p_{tot} et T_{tot}) sont imposées à $x/D_j \approx -7.15$. Quand on se déplace vers l'aval, on rencontre une première contraction à $x/D_j \approx -6$, une convergence douce du profil interne s'ensuit jusqu'à $x/D_j \approx -0.16$. Enfin une seconde contraction est présente à proximité de l'éjection, que l'on peut voir sur la sous-figure (b), vue agrandie de la tuyère à proximité de l'éjection. Cette extrémité de la tuyère est simplifiée par rapport à la configuration réelle pour laquelle une fente existe (cf. section II.1.1 du chapitre II).

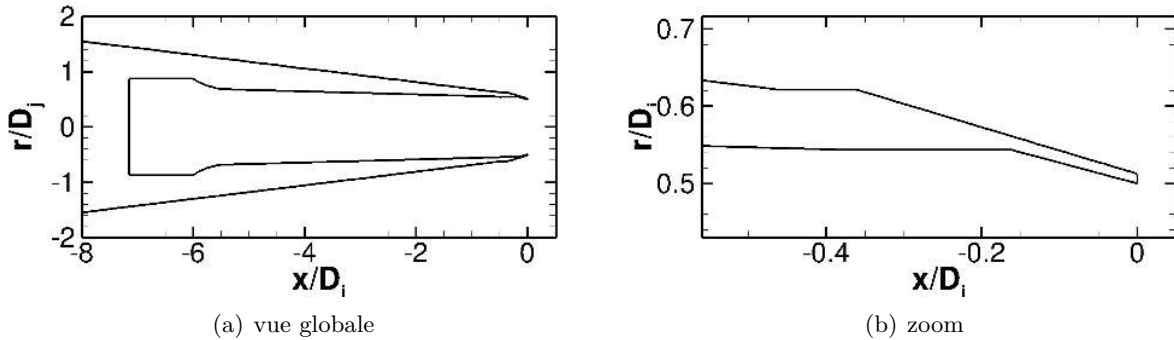


Figure III.1 – Illustrations de la tuyère $\phi 80$ (surfaces utilisées pour le maillage)

III.1.2 Description du maillage

Le domaine de calcul utilisé pour la simulation est un cylindre de $80D_j$ de rayon qui s'étend axialement de $x/D_j \approx -29$ à $x/D_j = 100$, avec l'origine $x/D_j = 0$ choisie au plan d'éjection de la tuyère. Le maillage a été réalisé en type structuré et toutes les mailles sont des hexaèdres. 160 plans ont été utilisés dans la direction azimutale, on obtient donc un maillage de l'ordre de 64.94×10^6 cellules. L'axe du jet a été traité avec un maillage en "O-H" afin d'éviter un maillage de type « camembert » qui peut causer des contraintes au niveau du CFL pour les mailles proches de l'axe. On peut voir sur la figure III.2 des illustrations montrant une vue globale du maillage sur laquelle on distingue la zone raffinée et une vue dans un plan transverse montrant le maillage en "O-H" utilisé autour de l'axe.

Les couches limites dans la tuyère et à l'extérieur de la tuyère ont été résolues sur une épaisseur de couche limite $\delta/D_j = 0.05$. 20 mailles identiques sont utilisées dans les couches limites, ce qui correspond à une épaisseur de maille en paroi de 0.2 mm. La couche limite est

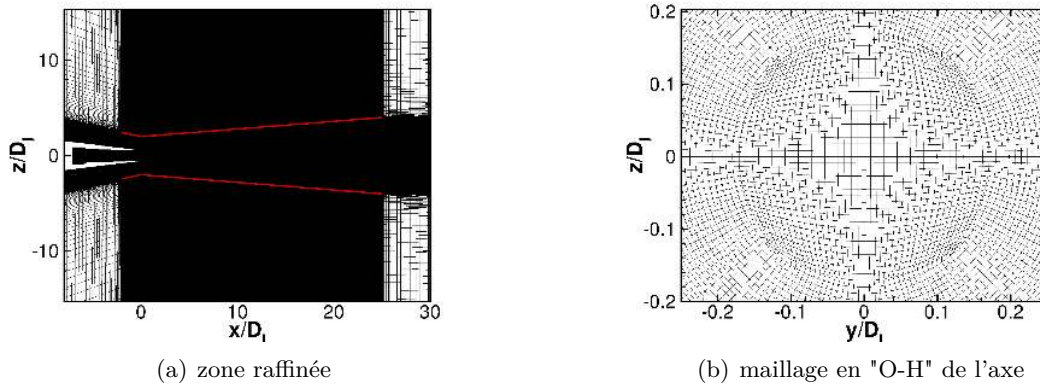


Figure III.2 – Coupes longitudinale et transversale du maillage

sous-résolue, on peut donc s'attendre à une laminarité du jet en sortie de tuyère dans ce calcul, ce qui pourrait mener à un développement trop rapide du jet, notamment visible par un cône potentiel plus court, comme l'ont montré Husain & Hussain[76] et avoir une conséquence sur le rayonnement acoustique, ce que montrent les travaux de Zaman[156].

Comme mentionné précédemment, une zone raffinée a été mise en place dans le prolongement de l'éjection de la tuyère afin de résoudre précisément l'écoulement. Cette zone s'étend radialement de $r/D_j = 2$ à $x/D_j = 0$ jusqu'à $r/D_j = 4$ à $x/D_j = 25$ en aval de l'éjection de la tuyère et en amont jusqu'à $x/D_j = -2$ pour $r/D_j \approx 2.4$. Les frontières de la zone raffinée sont représentées sur la sous-figure (a) de la figure III.2 par les traits rouges.

La taille de maille maximale dans la zone raffinée a été choisie afin de résoudre des fréquences allant jusqu'à $St_{max} \sim 1.5$ (avec $St = f \cdot D_j / U_j$), soit une fréquence $f_{max} \approx 7.5$ kHz. En prenant 20 points par longueur d'onde, on obtient :

$$\begin{aligned} \Delta x_{max} &= \lambda_{min} / 20 \\ \lambda_{min} &= \frac{c_0}{f_{max}} = \frac{c_0}{\frac{St_{max} \cdot U_j}{D_j}} \\ \text{d'où } \lambda_{min} &= \frac{D_j}{St_{max} \cdot Ma} \\ \text{ainsi } \Delta x_{max} &\approx 2.2 \text{ mm} \end{aligned}$$

L'intérieur de la tuyère (allant jusqu'à $x/D_j \approx -7$) a également été maillé avec cette taille de maille maximale. Dans la zone raffinée, l'étirement des mailles ne dépasse pas 5%, allant de 0.2 mm au niveau de l'éjection de la tuyère à 2.2 mm à la frontière de la zone. Le maillage est ensuite étiré plus fortement jusqu'aux frontières du domaine sur 60 mailles suivant la direction axiale et 66 mailles suivant la direction radiale. Cet étirement permet de dissiper les ondes acoustiques afin d'éviter les réflexions parasites aux frontières du domaine. Les caractéristiques du maillage sont résumées sur la figure III.3.

III.1.3 Paramètres de simulation et conditions aux limites

Le calcul LES a été réalisé avec le code CEDRE développé à l'ONERA. CEDRE est un solveur multi-physique qui a été développé pour les applications industrielles et de recherche dans les domaines de l'énergétique et de la propulsion; en particulier, il a été utilisé pour de

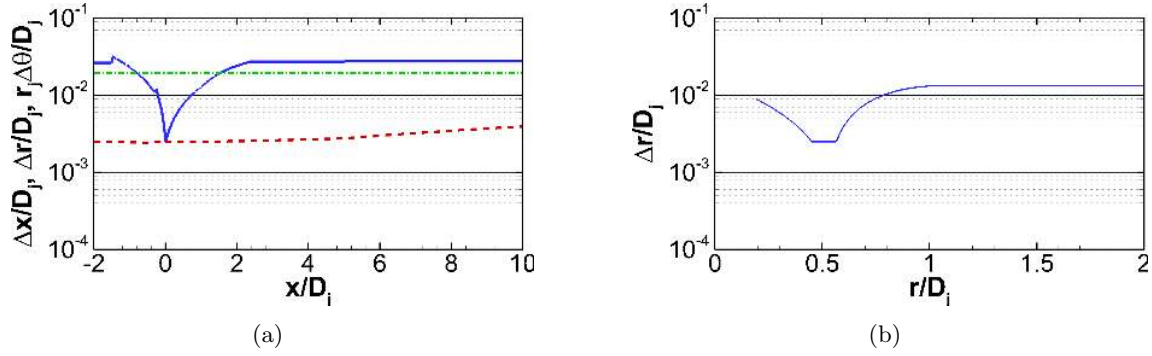


Figure III.3 – Discretisations axiale (—), radiale (---) et azimutale (- · - ·) du maillage à $r/D_j = 0.5$ (a) et discrétisation radiale à $x/D_j = 0$ (b).

nombreuses études sur le bruit de jet. La résolution des équations de Navier-Stokes est faite par une approche de type volumes finis pour les variables conservatives sur des maillages non structurés généralisés.

La simulation a été réalisée avec un schéma spatial d'ordre 2 (schéma de Roe) et un schéma temporel implicite d'ordre 1 (type Euler). Un pas de temps de $\Delta t = 10^{-6}$ s est utilisé dans un premier temps pendant une période transitoire pour laisser l'écoulement sortir de la tuyère et s'établir. Dans un deuxième temps, un pas de $\Delta t = 2.10^{-7}$ s est utilisé pour le calcul de l'écoulement moyen. Ce pas de temps a été fixé de façon à avoir un $CFL < 1$ dans tout le domaine de calcul (cf. équation (III.1)) avec :

$$CFL = \frac{(U_j + c_j) \cdot \Delta t}{\Delta x} \quad (III.1)$$

Les valeurs les plus contraignantes se situent au niveau de l'éjection de la tuyère où la taille de maille est minimale et correspond à celle en paroi qui est de $\Delta x = 0.2$ mm (cf. section précédente). On obtient alors avec un pas de temps $\Delta t = 2.10^{-7}$ s un $CFL < 1$. Bien qu'en utilisant un schéma implicite il n'est pas nécessaire d'avoir un $CFL < 1$, contrairement à un schéma explicite, il peut être intéressant d'avoir un pas de temps assez fin afin de limiter la dissipation numérique.

À l'intérieur de la tuyère, des profils uniformes de température et de pression totales sont imposés sur le plan mentionné dans la section III.1.1, ainsi les couches limites se développent librement. À l'extérieur de la tuyère, une pression statique $P_0 = 101325$ Pa est imposée sur la frontière aval du domaine. Aux frontières latérales et amont, des conditions de température statique $T_\infty = 280$ K et de vitesse $U_\infty = 5$ m.s $^{-1}$ sont imposées. La grille du maillage est étirée depuis une zone raffinée, dans laquelle l'écoulement est calculé de manière précise, jusqu'aux frontières du domaine afin de dissiper les ondes acoustiques avant qu'elles n'atteignent les frontières du domaine de calcul et ainsi éviter les réflexions parasites. Les parois de la tuyère sont supposées adiabatiques et la simulation a été faite au nombre de Reynolds mesuré dans les essais en utilisant le modèle de sous-maille de Smagorinsky ($C_s = 0.1$).

III.1.4 Résultats

La figure III.4 montre le champ de vorticité obtenue avec la simulation dans la tuyère, juste avant l jection, et en sortie de tuyère, dans le développement initial de la couche de cisaillement. La couche limite dans la tuyère présente de faibles niveaux de vorticité par rapport à ceux visibles en aval de l jection. Sur le champ de vorticité en aval de l jection, nous pouvons voir que la couche de cisaillement sort laminaire et qu'elle se déstabilise plus en aval, pour

$x/D_j \geq 0.2$, des enroulements tourbillonnaires marqués sont visibles.

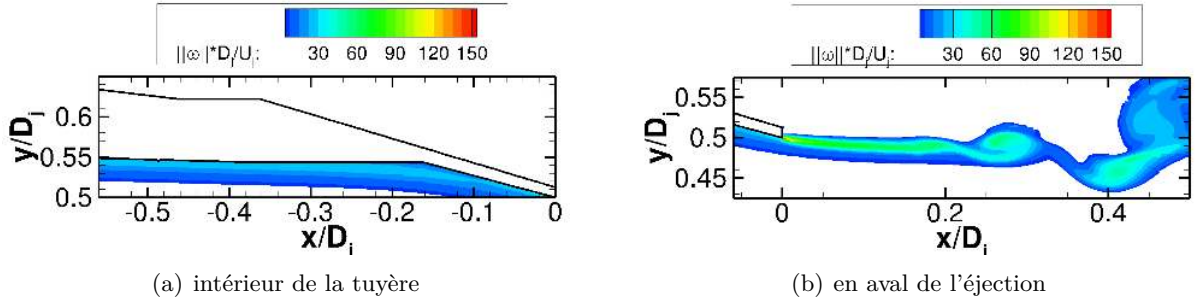


Figure III.4 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans le plan $z = 0$ dans la tuyère et en aval de l'éjection.

L'évolution longitudinale du maximum de niveau rms de la vitesse axiale en sortie de tuyère (cf. figure III.5) présente une forte croissance pour atteindre une valeur de l'ordre de 21% ; une fois ce pic atteint, les niveaux décroissent de manière quasi-linéaire. Cette évolution est très similaire à celle présentée dans les travaux expérimentaux de Husain & Hussain[76] et numériques de Bogey *et al.*[25] pour un jet initialement laminaire. Pourtant, comme l'a montré Zaman[156], pour un jet à nombre de Reynolds $Re_D \sim 4.10^5$, comme celui considéré ici, la couche de cisaillement devrait être initialement turbulente. Le taux de turbulence en sortie de tuyère devrait être de l'ordre de 9%, ce qui est très loin de la valeur atteinte ici, à savoir 0.25%.

L'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ nous montre l'influence de l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement. En effet, nous pouvons voir que la simulation présente une croissance beaucoup plus rapide de δ_θ que celle issue des mesures. Cette croissance beaucoup plus rapide est due à une transition d'un état laminaire vers un état turbulent de la couche de cisaillement en aval de l'éjection, comme l'ont montré numériquement Bogey *et al.*[25].

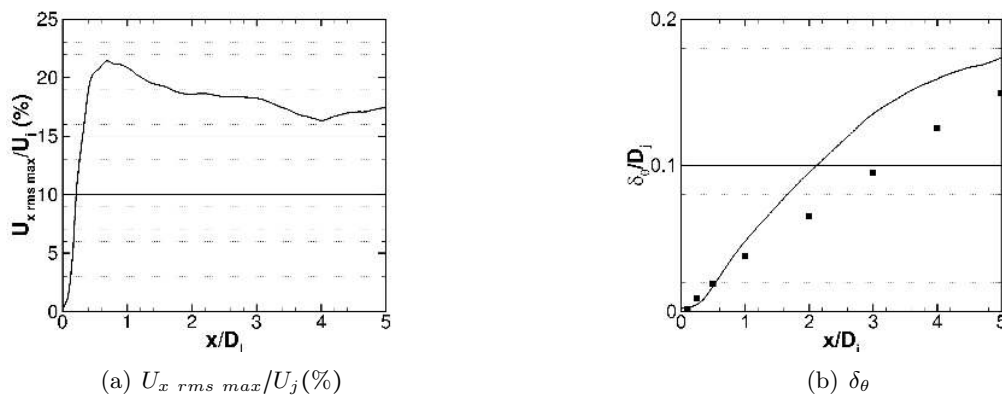


Figure III.5 – Évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms $U_{x \text{ rms max}}$ (a) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ en aval de l'éjection (b). ■, EXP

Le développement plus rapide de la couche de cisaillement visible sur l'évolution de δ_θ entraîne une longueur de cône potentiel plus courte. En effet, comme on peut le voir sur la figure III.6, le jet simulé a une longueur de cône potentiel L_c de l'ordre de $4D_j$ (L_c a été prise à $\bar{U}_x/U_j = 0.95$) alors que la longueur de cône potentiel expérimentale pour la même définition est $L_c/D_j = 5.4$. Nous pouvons voir également que les niveaux rms de vitesse axiale

sur l'axe croissent plus rapidement que les niveaux expérimentaux et atteignent ainsi leur valeur maximale (légèrement supérieure à celle expérimentale) vers $x/D_j = 6$ contre $x/D_j = 8$ expérimentalement.

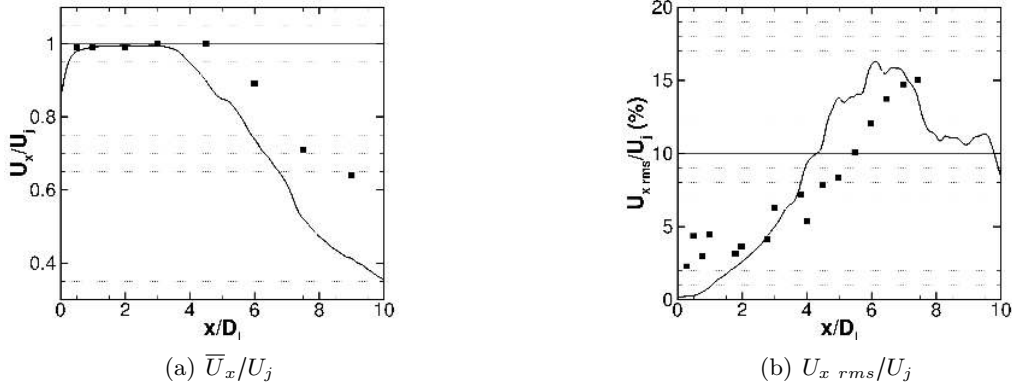


Figure III.6 – Évolution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). ■, EXP

La simulation présentée dans cette section ne permet donc pas de reproduire la configuration expérimentale au niveau du développement du jet. Cela peut avoir un impact sur le champ de pression acoustique généré par les sources de bruit présentes dans le jet, comme on peut le voir dans les simulations numériques de Muller[109] ou encore Huet[72] réalisées sur la même tuyère et la même configuration de jet. Le taux initial de turbulence trop faible est une des raisons pour lesquelles la simulation présente de tels écarts avec les résultats expérimentaux. Dans les sections suivantes, nous allons mettre en place une méthode avec pour objectif l'augmentation du taux de turbulence en sortie de tuyère.

III.2 Déclenchement de la turbulence

Les résultats présentés dans la section III.1 montrent la nécessité de déclencher la turbulence afin de rendre la couche de cisaillement turbulente le plus rapidement possible après la sortie de la tuyère. Plusieurs auteurs dont Hussain & Zedan[77], Zaman[156, 159], Bogey & Bailly[19] ou encore Bogey *et al.*[25] ont montré l'influence des conditions initiales de la couche de cisaillement sur le développement du jet ainsi que sur le bruit rayonné. Une transition laminaire/turbulente de la couche de cisaillement en aval de l'éjection entraîne un évasement plus rapide de la couche de cisaillement et donc une longueur de cône potentiel sous-estimée. Des surestimations sur les niveaux des spectres de pression en champ lointain sont également constatées. Ces surestimations sont directement liées à l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement en sortie de tuyère.

Réaliser une simulation LES d'un jet turbulent capable de reproduire le comportement expérimental est encore aujourd'hui un challenge malgré les progrès réalisés au cours des dernières années. Une des difficultés consiste à obtenir un jet turbulent dès la sortie de tuyère, comme pour les jets réels à nombre de Reynolds supérieur à 10^5 [156]. Cela nécessite une résolution très fine de la couche limite à l'intérieur de la tuyère, ce qui mène à des besoins de ressources informatiques prohibitifs. C'est pourquoi les jets numériques ont tendance à être laminares en sortie de tuyère, ce qui mène aux conséquences mentionnées ci-dessus.

Cependant, des stratégies existent pour simuler numériquement un jet turbulent dès la sortie de tuyère. Bogey *et al.*[24, 25] et Bogey & Marsden[23] utilisent un bruitage spatio-temporel dans la tuyère pour déclencher la turbulence dans la couche limite. Plus de détails sur cette

perturbation sont disponibles dans Bogey *et al.*[20] et Bogey & Bailly[16]. Une autre méthode de déclenchement de la turbulence se base sur un bruitage géométrique[58, 59, 124, 73] sur la paroi interne de la tuyère. Ces deux méthodes utilisent un profil de couche limite épaissi afin de diminuer les contraintes de maillage.

Nous décidons d'utiliser cette dernière méthode afin de déclencher la turbulence en sortie de tuyère. Deux méthodologies ont été testées et sont présentées dans les sections III.2.1 et III.2.2 suivantes.

III.2.1 Premières tentatives

Le bruitage géométrique mis en place dans cette section consiste en une déformation locale du maillage en paroi à l'intérieur de la tuyère de façon à obtenir une marche de hauteur constante en azimuth. Des illustrations du maillage obtenu dans la tuyère sont montrées sur la figure III.7.

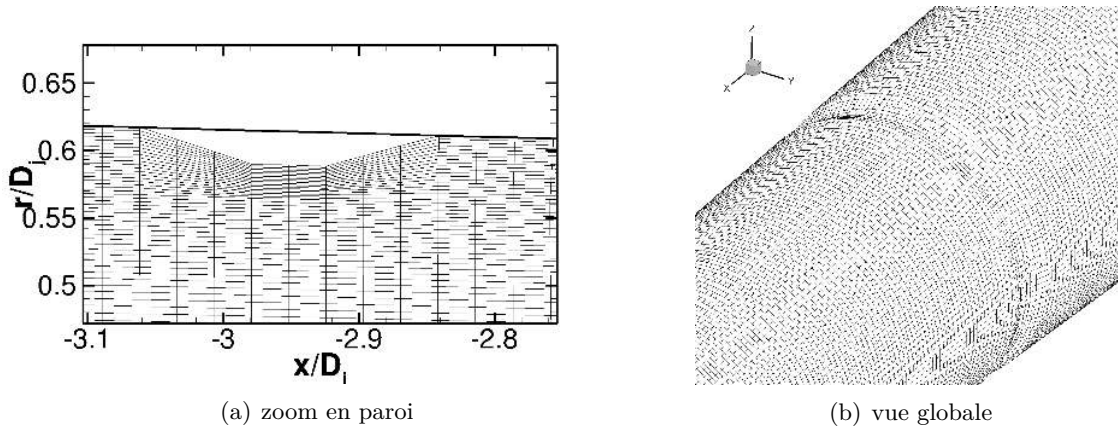


Figure III.7 – Illustrations de la déformation du maillage dans la tuyère.

Le bruitage correspond à une marche de hauteur $h_m/D_j = 2.5\%$. La marche a été maillée sur 9 mailles dans la direction axiale et s'étend de $x/D_j = -3.05$ à $x/D_j = -2.95$. La déformation du maillage s'étend sur 20 mailles dans la direction radiale. Trois mailles servent à la pente de la marche.

III.2.1.1 Paramètres de simulation et maillage

Comme on s'intéresse à l'effet du bruitage sur le jet simulé par rapport à la simulation sans bruitage, on utilise les mêmes paramètres de simulation que ceux présentés dans la section III.1.3. De plus, le maillage utilisé est exactement le même (à la déformation près) que celui utilisé pour la simulation décrite dans la section III.1, en particulier pour la zone raffinée en aval de l'éjection et le maillage en paroi dans la tuyère.

III.2.1.2 Résultats préliminaires

Sur la figure III.8, on compare les champs de vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère et en sortie de tuyère pour la simulation réalisée avec le bruitage et la simulation réalisée sans bruitage (présentée dans la section III.1). Les deux simulations présentent des champs de vorticité très similaires que ce soit dans la tuyère ou au niveau de l ejection. L'action du bruitage semble être limitée.

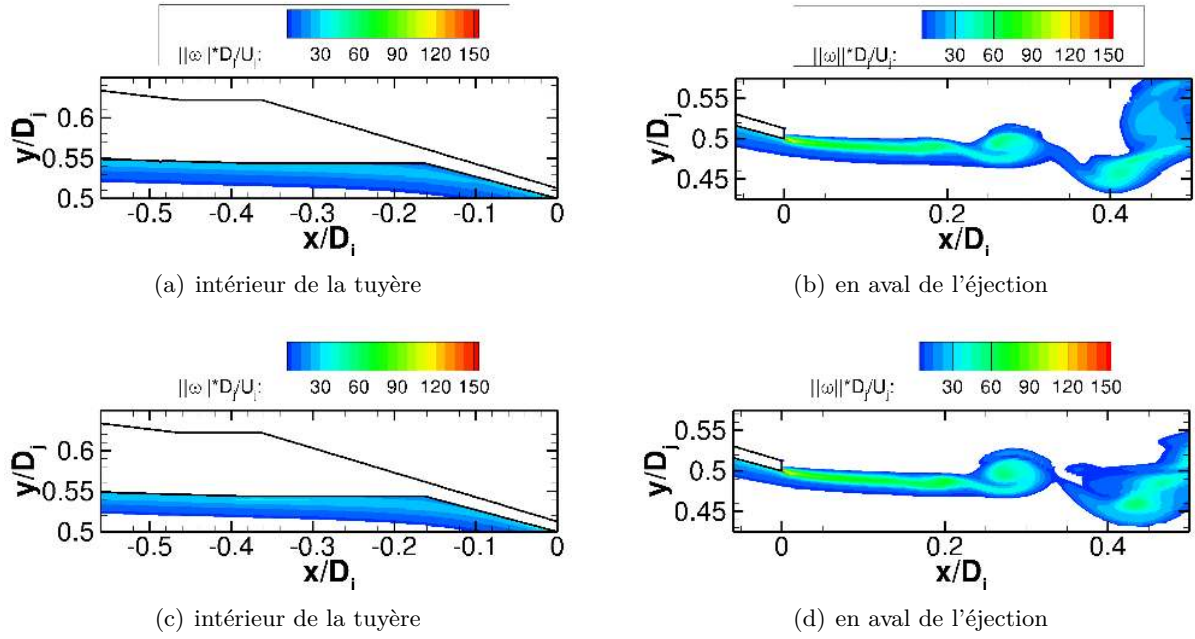


Figure III.8 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ (adimensionnée par U_j/D_j) dans le plan $z = 0$ dans la tuyère et en aval de l'éjection pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).

Sur les évolutions longitudinales du maximum du niveau rms de vitesse axiale et de la quantité de mouvement de la couche de cisaillement présentées sur la figure III.9, on se rend compte que les similarités observées sur les champs de vorticité se retrouvent également dans le développement de la couche de cisaillement. Les deux simulations ont en effet un taux de turbulence en sortie de tuyère quasi nul ($\sim 0.25\%$) et ont ensuite toutes les deux la même évolution du maximum du niveau rms de vitesse axiale, qui correspond plus à une évolution de couche de cisaillement laminaire, comme discuté précédemment dans la section III.1 présentant les résultats de la simulation sans bruitage.

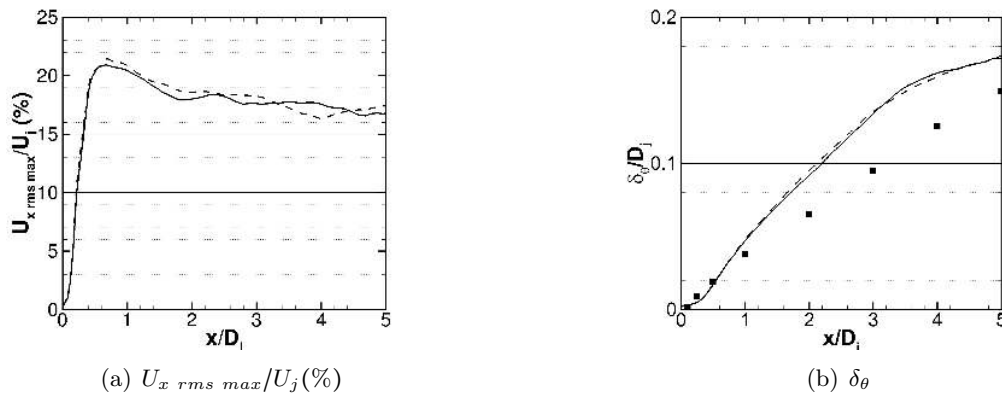


Figure III.9 – Évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms $U_{x \text{ rms max}}$ (a) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ en aval de l'éjection (b). —, avec bruitage; - - -, sans bruitage

Pour les deux simulations, la couche de cisaillement présente une évolution d'épaisseur de quantité de mouvement avec une croissance beaucoup plus forte que celle observée pour les données expérimentales. Cette forte croissance vient de la transition de la couche de cisaillement

initialement laminaire en aval de la sortie de tuyère (en aval de $x/D_j \approx 0.2$). Le bruitage utilisé ne semble pas avoir d'effet sur la couche de cisaillement.

La croissance similaire de la couche de cisaillement des deux simulations observée sur la sous-figure (b) de la figure III.9 mène à un jet qui se développe de façon similaire. Sur la figure III.10 montrant les évolutions sur l'axe de la vitesse axiale moyenne et rms, on peut en effet voir que la simulation avec bruitage a la même longueur de cône potentiel que celle obtenue avec la simulation sans bruitage qui est $L_c/D_j \approx 3.8$, ce qui est très inférieur à celle mesurée ($L_c/D_j \approx 5.4$). De plus, les niveaux de vitesse axiale rms ont une croissance similaire jusqu'à $x/D_j = 5.5$. En aval, la simulation sans bruitage présente des niveaux supérieurs à la simulation avec bruitage. Ces écarts peuvent être dus au fait que les niveaux rms ne sont encore suffisamment convergés pour les positions en aval de $x/D_j = 6$ sur l'axe. La croissance des niveaux rms pour $x/D_j \in [0 ; 5]$ sur l'axe est suffisamment stable et permet d'affirmer que le bruitage employé ne modifie pas le comportement du jet simulé.

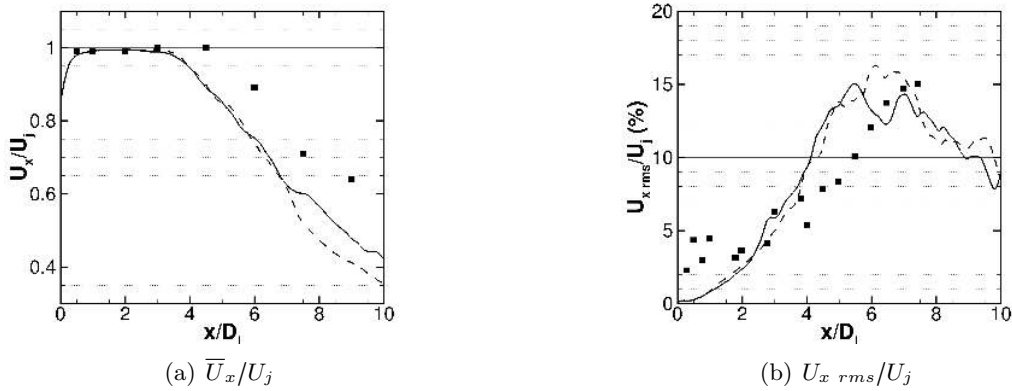


Figure III.10 – Évolution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). ■, EXP ; —, avec bruitage ; - - -, sans bruitage

Les résultats obtenus avec le bruitage par déformation de maillage ne montrent pas de modification dans le développement du jet que ce soit au niveau du champ moyen ou rms. D'autres déformations ont été utilisées sur ce maillage, notamment une hauteur de marche dépendant de l'azimut ($h_m(\theta)/D_j \in [-4\%; +4\%]$) pour une position axiale dans la tuyère similaire et une position rapprochée de l'éjection. Ces autres déformations ont mené à des résultats similaires. Huet[73] a utilisé un bruitage géométrique par déformation aléatoire du maillage dans les directions axiale et azimutale avec une amplitude $\pm 0.02D_j$ afin de déclencher la turbulence en sortie de tuyère d'un jet subsonique isotherme à $M_j = 0.9$ et $Re_D = 10^6$. Les tailles de maille en paroi utilisées par Huet[73] sont les mêmes que celles employées pour les maillages utilisés dans cette section ($\Delta r/D_j = 0.25\%$). Le bruitage n'a cependant eu qu'un impact limité sur le jet avec notamment un taux de turbulence en sortie de tuyère de l'ordre de 0.6% contre 0.2% cohérent avec l'état laminaire de la couche de cisaillement obtenu.

Il apparaît ainsi qu'utiliser un bruitage géométrique par déformation de maillage ne soit pas suffisant. Ce bruitage ne perturbe pas assez l'écoulement pour générer de la turbulence. On décide donc de tester un bruitage géométrique avec une « vraie » marche, c'est-à-dire une modification de la géométrie qui ne correspond pas à une déformation du maillage. La mise en place de la simulation ainsi que les résultats obtenus sont présentés dans la section III.2.2 suivante.

III.2.2 Méthodologie retenue

III.2.2.1 Description de la méthode

Le bruitage géométrique utilisé dans cette section correspond à une modification de la géométrie de la tuyère. Cette modification consiste en l'ajout d'une marche à la paroi de la tuyère en amont de l'éjection dans la tuyère. La marche utilisée, présentée sur la figure III.11, est située à $x_m/D_j \approx -0.5$; elle a une hauteur $h_m = 0.1$ mm, ce qui correspond à $h_m/D_j = 0.125\%$, et sa largeur correspond au double de sa hauteur. Cette hauteur correspond environ à la moitié de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche limite locale calculée sur les simulations précédentes. La marche est axisymétrique et fait partie intégrante de la paroi de la tuyère. Les effets de cette marche sur l'écoulement seront exposés dans la suite du chapitre.

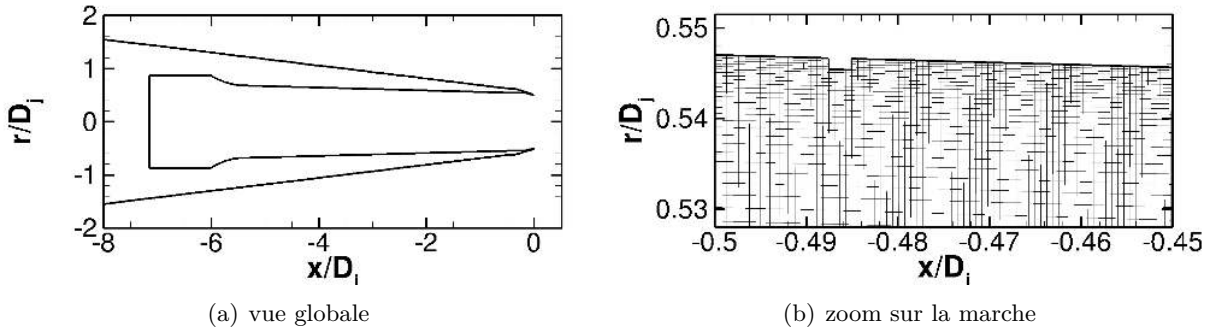


Figure III.11 – Illustrations de la tuyère $\phi 80$ (surfaces utilisées pour le maillage) avec la marche utilisée

III.2.2.2 Description du maillage

Le domaine de calcul est le même domaine cylindrique que celui employé dans les calculs présentés précédemment. Le maillage utilisé dans cette partie a été construit à partir de la même méthodologie, à savoir un maillage de type structuré avec des mailles hexaédriques avec un maillage en "O-H" pour la prise en compte de l'axe. La zone raffinée utilisée pour ce calcul a les mêmes frontières que précédemment et permet également de résoudre les fréquences allant jusqu'à $St_{max} \approx 1.5$; la taille de maille maximale dans cette zone est donc de l'ordre de 2.2 mm. Avec 160 plans azimutaux, le maillage représente 67×10^6 mailles.

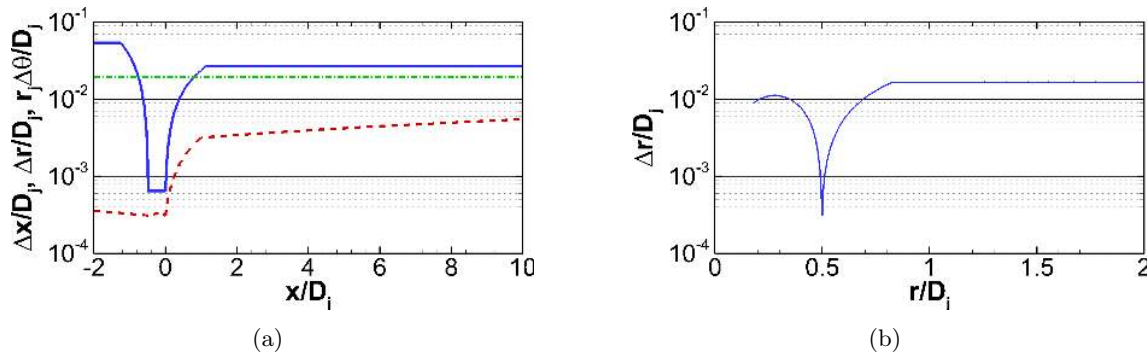


Figure III.12 – Discrétisations axiale (—), radiale (---) et azimutale (-.-.-) du maillage à $r/D_j = 0.5$ (a) et discrétisation radiale à $x/D_j = 0$ (b).

Les caractéristiques du maillage sont présentées sur la figure III.12. La marche utilisée pour déclencher la turbulence dans la tuyère est située à $x_m/D_j = -0.5$. Celle-ci a une hauteur de $h_m = 0.1$ mm et est discrétisée sur 4 mailles uniformes dans la direction radiale. La taille de maille radiale en paroi est donc de 0.025 mm. La taille de maille axiale utilisée pour la marche

est deux fois la taille de maille radiale et est donc de 0.05 mm. Afin de ne pas dissiper la turbulence générée par la marche, la taille de maille axiale est maintenue constante jusqu'à l'éjection de la tuyère. Puis un étirement axial de l'ordre de 2.5% est utilisé en aval de l'éjection. La taille de maille axiale maximale est obtenue vers $x/D_j = 1$ et est maintenue constante jusqu'à la frontière aval de la zone raffinée à $x/D_j = 25$. Afin de dissiper les ondes acoustiques et éviter les réflexions parasites, un étirement de l'ordre de 10% est alors appliqué jusqu'à la frontière du domaine de calcul. Dans la direction radiale, le maillage est étiré à un taux de l'ordre de 5%, atteignant ainsi la taille de maille maximale de la zone raffinée et la taille de maille est ensuite maintenue constante jusqu'aux frontières latérales de la zone raffinée. Enfin, de même que dans la direction axiale, le maillage est étiré dans la direction radiale à un taux de l'ordre de 10% jusqu'aux frontières du domaine de calcul. Dans la tuyère, l'étirement du maillage est inférieur à 10%.

III.2.2.3 Paramètres de simulation

Les mêmes conditions aux limites que celles décrites à la section III.1.3 ont été appliquées pour cette simulation. On a également conservé le schéma de discrétisation spatiale, à savoir le schéma de Roe. Afin de laisser l'écoulement s'établir, une période transitoire de l'ordre de 16 ms a été calculée avec un pas de temps de $\Delta t = 10^{-6}$ s et un schéma temporel implicite d'ordre 1. La phase suivante correspondant au calcul du champ moyen a été réalisée avec un pas de temps de $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7}$ s et un schéma temporel Runge-Kutta implicite de second ordre RKI2. Par rapport aux simulations présentées dans les sections III.1 et III.2, le pas de temps pour cette dernière phase est plus grand et donc la dissipation numérique a priori plus importante, mais pour les calculs présentés dans cette section, un schéma implicite d'ordre 2, donc moins dissipatif, a été employé. Ce choix a été fait afin de pouvoir gagner en temps de calcul sans perdre en précision. Les champs moyens ont été calculés pour une durée de 15 ms soit $75D_j/U_j$.

III.2.2.4 Résultats

La figure III.13 représente la vorticité dans la tuyère et au niveau de l'éjection de la tuyère. On peut remarquer que la couche limite en paroi ne semble pas très influencée par la présence de la marche. En effet, aux alentours de $x/D_j = -0.5$ il n'y a pas de perturbation notable de la couche limite. Cependant plus en aval, aux alentours de $x/D_j = -0.15$, on peut remarquer des fluctuations intenses non présentes pour les calculs précédents. Celles-ci sont convectées par l'écoulement et sont présentes dans le développement initial de la couche de cisaillement, ce que l'on peut voir sur la sous-figure (b). La couche de cisaillement montre des niveaux de vorticité plus intenses que pour les calculs précédents et une allure perturbée.

Sur les coupes transversales de vorticité axiale présentées sur la figure III.14, des structures corrélées dans la direction azimutale sont visibles dans le développement initial de la couche de cisaillement à $x/D_j = 0.25$. La nouvelle simulation présente plus de structures que le calcul précédent. Quand on se déplace vers l'aval, la couche de cisaillement se déstabilise et les structures se décorrèlent pour tendre vers un comportement tri-dimensionnel. On peut remarquer que pour $x/D_j \geq 0.5$ les deux simulations ont des évolutions similaires.

Sur les évolutions longitudinales du pic de niveau rms des fluctuations de vitesse axiale, présentées sur la figure III.15, il apparait effectivement que dans la tuyère, juste en aval de la marche, les niveaux de turbulence restent très faibles $U_{x \text{ rms max}}/U_j \leq 0.5\%$. Mais un peu plus loin en aval, à partir de $x/D_j = -0.3$, le niveau de turbulence augmente fortement pour atteindre une valeur proche de 10% aux alentours de $x/D_j = -0.17$, soit au niveau du becquet (i.e. la seconde convergence avant l'éjection). L'accélération qui en résulte entraîne une relaminarisation de l'écoulement, ce qui se voit sur la baisse du niveau vitesse axiale rms.   proximité de l'éjection,

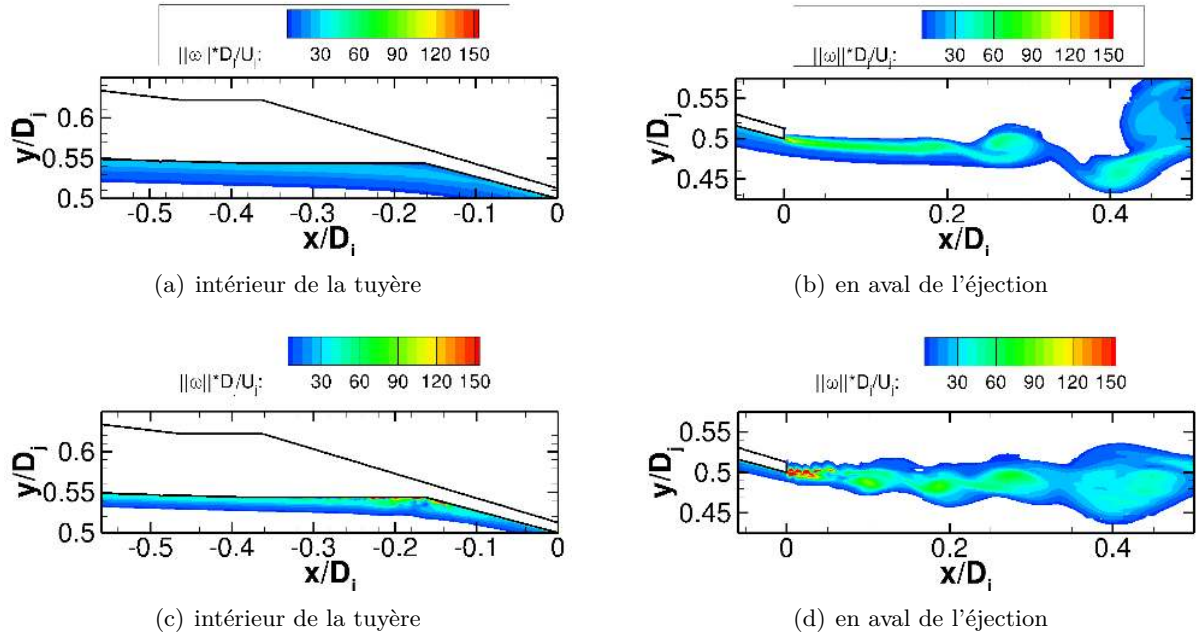


Figure III.13 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans le plan $z = 0$ dans la tuyère, au niveau de la marche, et en aval de l'éjection pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).

les niveaux remontent et atteignent une valeur de l'ordre de 6 à 7%, ce qui est beaucoup plus élevé que pour les calculs présentés dans la section précédente. Les pics visibles pour $x/D_j \in [0 ; 0.1]$ sont liés aux fluctuations de vorticité visibles à proximité des lèvres de la tuyère mentionnées précédemment.

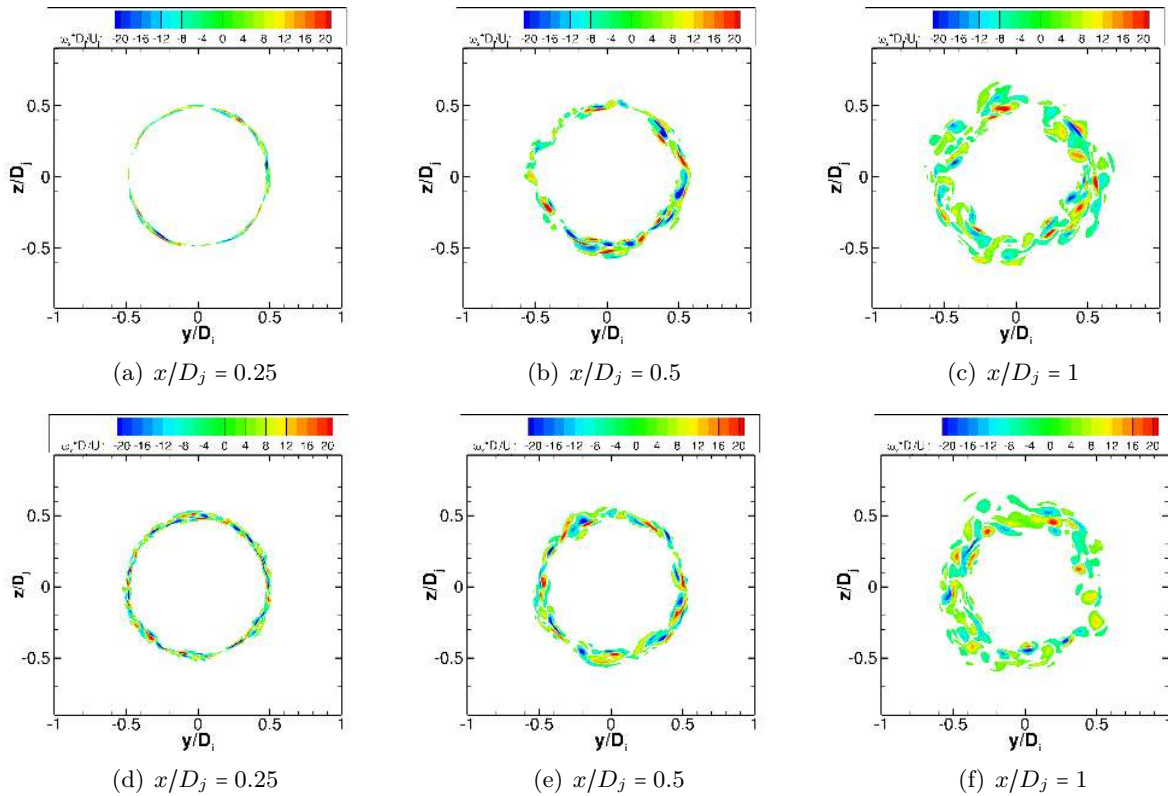


Figure III.14 – Instantanés de vorticité axiale ω_x dans le plan (y, z) pour trois positions axiales $x/D_j \in \{0.25; 0.5; 1\}$ pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).

Bien que le niveau de turbulence en sortie de tuyère soit plus élevé ($\sim 7\%$ contre $\sim 0.25\%$), l'évolution en aval semble similaire (aux petites fluctuations près) aux calculs précédents, ce que l'on aperçoit sur les coupes de vorticité pour $x/D_j \geq 0.5$. Il y a une forte croissance jusqu'à une valeur de 20% puis une décroissance quasi-monotone. Comme mentionné précédemment cette évolution du pic de vitesse axiale rms est similaire à une évolution d'une couche de cisaillement laminaire et non turbulente. En effet, comme l'ont montré expérimentalement Husain & Hussain[76] et numériquement Bogey *et al.*[25], une couche de cisaillement initialement turbulente présente une croissance plutôt douce du niveau de fluctuations de vitesse axiale rms pour atteindre une valeur seuil aux alentours de 16%. Une couche de cisaillement initialement laminaire a une forte croissance jusqu'à une valeur pic de l'ordre de 20% et ensuite décroît, signe d'une transition vers un état turbulent.

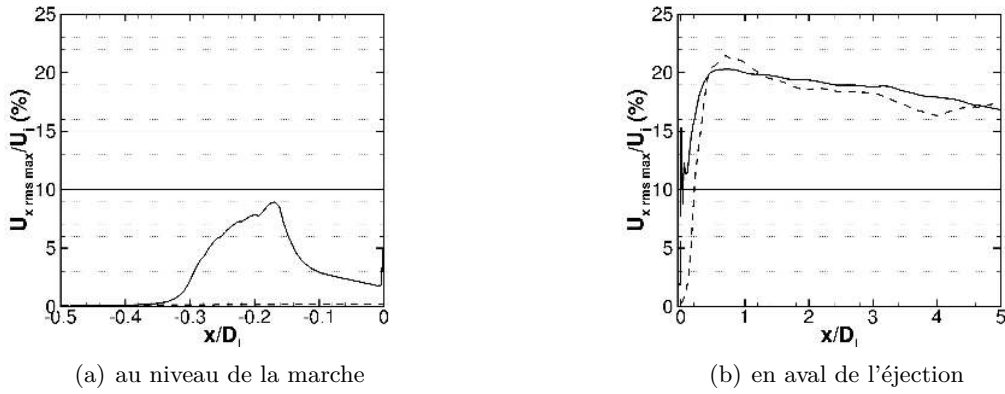


Figure III.15 – Évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère et en aval de l'éjection. —, avec bruitage; - - -, sans bruitage

Le développement similaire des niveaux de vitesse axiale rms dans la couche de cisaillement entraîne une évolution similaire des profils de vitesse axiale moyen et rms sur l'axe. Comme on peut le voir sur la figure III.16, les deux jets, celui avec une marche et celui sans marche, ont la même longueur de cône potentiel $L_c \approx 3.8D_j$ (avec L_c pris à $0.95U_j$) ce qui sous-estime la longueur de cône potentiel expérimentale qui est de $5.4D_j$. Les profils numériques de vitesse axiale rms surestiment tous deux la valeur du pic ($\sim 17\%$ contre 15% pour les mesures) qui est atteint plus en amont que pour les mesures ($x/D_j \approx 5.5$ contre ~ 7.5). Comme mentionné précédemment, ce développement plus rapide du jet est directement lié à l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement.

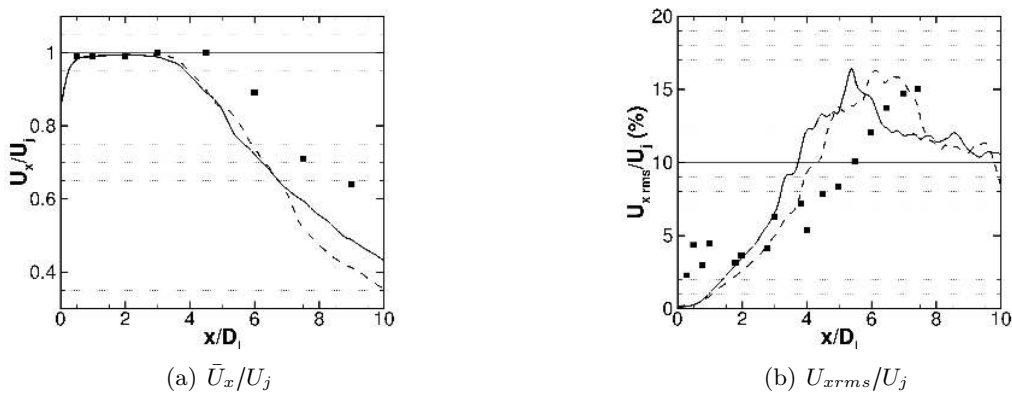


Figure III.16 – Évolution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). ■, EXP; —, avec bruitage; - - -, sans bruitage

Ainsi on peut supposer que le niveau de turbulence en sortie de tuyère (de l'ordre de 6–7%) n'est pas suffisant pour déclencher la turbulence dès la sortie de tuyère et ainsi obtenir une couche de cisaillement initialement turbulente. Zaman[156] a en effet montré qu'un jet à un nombre de Reynolds supérieur à 2.5×10^5 est nominalelement turbulent et a un taux de turbulence initial dans la couche de cisaillement de l'ordre de 9%. Bogey *et al.*[24] ont montré au moyen de simulations numériques sur un jet à $Re_D = 10^5$, la grande influence du taux de turbulence initial dans la couche de cisaillement sur le développement de la couche de cisaillement et du jet. Ils préconisent un taux de turbulence initial autour de 9% afin d'avoir un jet ayant un comportement turbulent.

Une autre explication possible de l'état laminaire obtenu malgré le niveau de fluctuations rms en sortie de tuyère, peut venir du fait que le maillage ne permet pas de supporter les fluctuations turbulentes engendrées par la marche. Ces structures sont dissipées rapidement. La couche de cisaillement se développe alors avec un état initial laminaire comme s'il n'y avait pas de turbulence.

La mise en œuvre de la marche a fait preuve d'efficacité pour déstabiliser la couche limite turbulente dans la tuyère. Néanmoins, la configuration actuelle ne permet pas d'obtenir des conditions de sortie de tuyère satisfaisantes. Dans ce but, une étude paramétrique est réalisée : elle porte d'une part, sur la marche (sa taille et sa discrétisation, soit la taille de maille en paroi) et d'autre part, sur les effets de maillage (étirement vers l'aval et résolution azimutale).

III.3 Étude paramétrique

Afin de gagner du temps sur la durée de simulation et ainsi pouvoir tester le plus de configurations possibles, on décide de réaliser l'étude paramétrique sur des maillages réduits à un secteur de 45° . Réaliser un calcul sur 45° permet de diviser le temps de calcul par ~ 8 par rapport à un calcul sur 360° , avec les mêmes paramètres de simulation et grille de maillage 2D. La validité du calcul sur un secteur à 45° est par contre plus réduite que ce soit sur la zone exploitable ou sur les données; typiquement, aucun calcul de rayonnement acoustique n'est possible sur cette base. Avant de réaliser l'étude paramétrique, il est nécessaire de voir dans quelles mesures l'approche sur le secteur à 45° est valide et permet de reproduire les résultats d'un calcul réalisé sur 360° . Cette étude paramétrique a pour but de tester l'influence de certains paramètres sur le développement initial de la couche de cisaillement et ainsi obtenir les valeurs donnant le meilleur développement initial de la couche de cisaillement en s'approchant le plus possible du champ aérodynamique mesuré. Comme certains auteurs l'ont montré[24, 25], le développement du jet est directement influencé par le développement de la couche de cisaillement. Dans cette étude, on se concentre donc sur le champ aérodynamique et plus précisément sur le comportement juste à la sortie de la tuyère. L'acoustique rayonnée par le jet n'est donc pas traitée. Une fois cette étude réalisée, les paramètres identifiés seront utilisés pour réaliser une simulation sur un maillage 3D complètement sur 360° .

III.3.1 Paramètres spécifiques aux calculs sur 45°

Comme cette étude paramétrique a pour but d'améliorer le champ aérodynamique de la configuration de jet étudiée, les schémas numériques et pas de temps sont les mêmes que ceux employés pour la simulation présentée dans la section III.2.2, à savoir un schéma de Roe pour le schéma spatial, un schéma implicite un pas pour le développement du jet avec $\Delta t = 10^{-6}s$ et un schéma implicite de Runge-Kutta d'ordre 2 avec $\Delta t = 5.10^{-7}s$ pour le calcul des champs moyens et rms sur une durée de $15ms$ soit environ $75D_j/U_j$.

Les conditions aux limites utilisées sont également les mêmes que celles employées précé-

demment mis à part une condition de périodicité imposée sur les frontières latérales du secteur 45° pour simuler un jet sur 360° . Le maillage réalisé sur 45° est fait à partir de la même méthodologie que pour un maillage sur 360° , c'est-à-dire à partir de la rotation d'une grille de maillage 2D, mais seulement sur 45° . Ceci permet de se comparer directement à des calculs sur 360° . La prise en compte de l'axe est par contre légèrement différente par rapport à un maillage réalisé sur 360° , comme on peut le voir sur la sous-figure (b) de la figure III.17. Pour toutes les simulations réalisées sur un secteur de 45° , ces mêmes paramètres sont utilisés et ceci afin de pouvoir comparer des effets seulement dus au maillage.

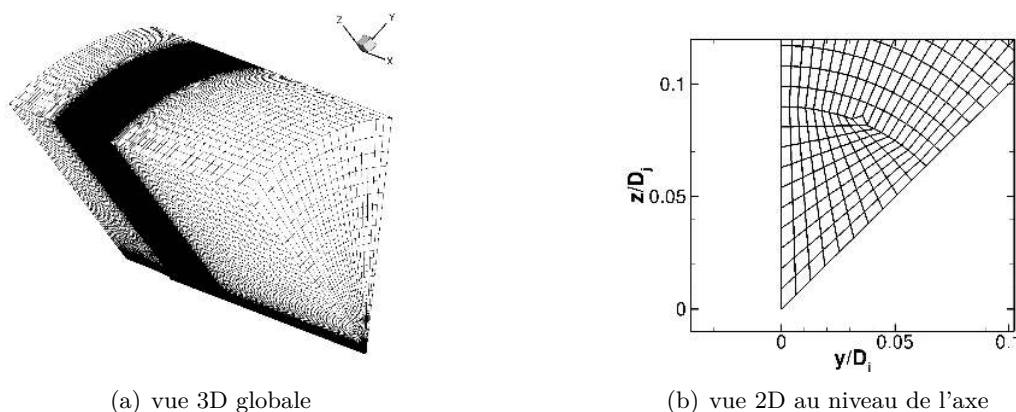


Figure III.17 – Vues globale (a) et rapprochée au niveau de l'axe (b) d'un maillage fait sur un secteur de 45° .

Dans toute la suite du chapitre, les grandeurs issues d'un calcul réalisé sur un secteur de 45° sont extraites du plan médian du domaine de calcul, seules données considérées comme exploitables; elles ne sont donc pas moyennées en azimuth, contrairement aux grandeurs issues d'un calcul réalisé sur un domaine 360° . Cela explique que les courbes ne sont pas aussi « lisses » que celles d'un calcul fait sur 360° .

III.3.2 Validité de l'approche 45°

Dans cette section, on s'intéresse à la validité de l'approche 45° pour étudier le développement initial de la couche de cisaillement. Pour cela, on réalise une comparaison entre des résultats issus d'un calcul 360° et un calcul 45° , tous deux issus de la même grille de maillage 2D (dans le plan (x, r)). La grille de maillage 2D utilisée pour la comparaison est celle utilisée pour la simulation 360° présentée dans la section précédente III.2.2.

Sur la figure III.18, sont représentés deux instantanés de la norme de la vorticité pour le calcul sur 360° et le calcul sur 45° . Les calculs ont des champs de vorticité similaires. On peut voir notamment les petites fluctuations au niveau des lèvres de la tuyère qui disparaissent par la suite, puis la présence d'enroulements tourbillonnaires qui commencent à déstabiliser la couche de cisaillement.

Sur les profils de niveaux rms de la vitesse axiale présentés sur la figure III.19, dans la tuyère et en sortie de tuyère, les deux calculs ont des évolutions proches. En effet, dans la tuyère, les deux profils sont superposés, on retrouve le niveau de turbulence en sortie de tuyère de l'ordre de 7%. En sortie de tuyère, les évolutions présentent des écarts, l'évolution du niveau maximal de vitesse axiale rms pour le calcul 45° apparaît plus bruité. Comme mentionné précédemment, les grandeurs présentées pour les calculs sur 45° sont issues du plan médian du domaine de calcul alors que celles pour les calculs faits sur 360° sont moyennées en azimuth. Malgré cela, on peut

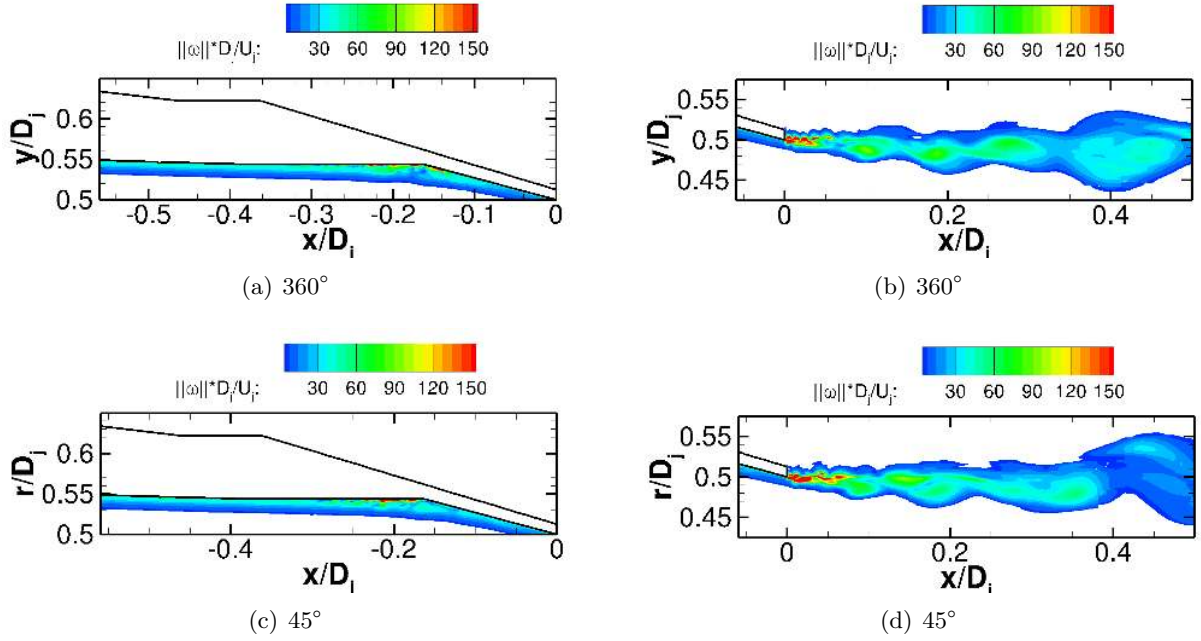


Figure III.18 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ en aval de l'éjection pour le calcul h1dr réalisé sur 360  et 45 . Pour le calcul sur 360 , le plan utilisé est le plan $z = 0$ et pour le calcul 45 , le plan utilisé est le plan médian.

voir des similitudes dans les profils : la présence de pics de vitesse axiale rms juste au niveau des lèvres de la tuyère ; la montée rapide des niveaux rms jusqu'à une valeur d'environ 20% puis une décroissance lente vers l'aval avec des valeurs légèrement inférieures dans le cas du calcul sur 45 . La simulation sur 45  permet donc de retrouver l'évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms du calcul 360 .

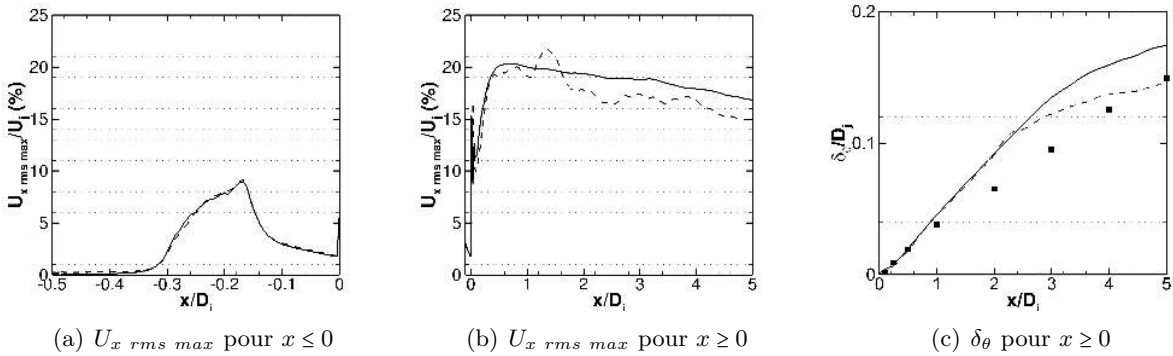


Figure III.19 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ (c). ■, EXP ; —, 360  ; - - -, 45 

Sur les évolutions d'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ , les deux simulations présentent des évolutions similaires jusqu'à la position axiale $x/D_j \approx 3$. En aval de cette position, l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement du calcul sur 45  s'écarte de celle du calcul sur 360  en ayant une croissance beaucoup plus faible. La simulation sur 45  permet de retrouver un développement de la couche de cisaillement similaire à celui d'une simulation sur 360  jusqu'à une certaine distance. En aval, des écarts sont visibles.

Quand on s'intéresse à l'expansion de la couche de cisaillement, un comportement similaire est constaté. En effet, sur la figure III.20, représentant les évolutions des rayons du cône potentiel, de mi-vitesse et de la couche de cisaillement, les deux simulations ont des expansions semblables jusqu'à la même distance $x/D_j \approx 3$, puis la couche de cisaillement du calcul sur 45° a une croissance ralentie. Le champ de vitesse à proximité de l'axe pour le calcul 45° diffère de celui calculé par la simulation sur 360° , comme on peut le voir sur l'évolution du rayon de cône potentiel (sous-figure (a) de la figure III.20), bien qu'étant plus proche des données expérimentales. Ainsi, pour $x/D_j \leq 3$, on peut considérer que les champs de vitesse moyenne et rms de la couche de cisaillement sont bien reproduits par le calcul sur 45° .

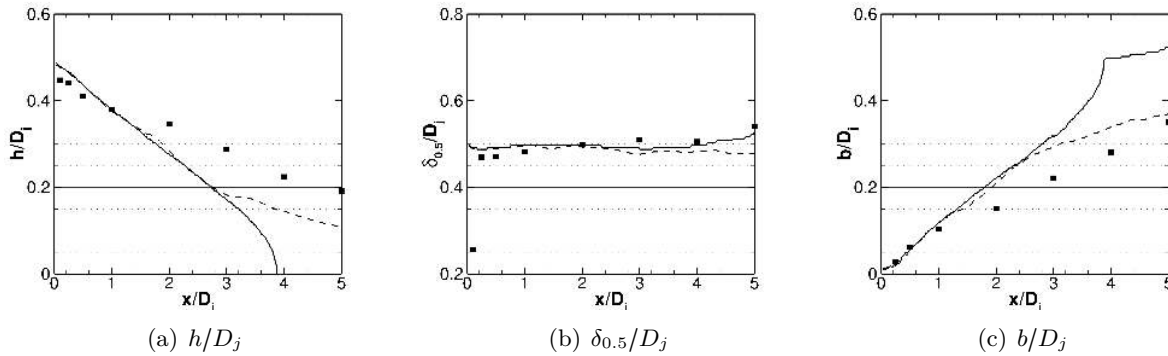


Figure III.20 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, 360° ; - - -, 45°

La comparaison des DSPs de vitesse radiale fluctuante dans la couche de cisaillement (cf. figure III.21), confirme que le calcul sur 45° et le calcul sur 360° ont des comportements très similaires. Les pics principaux et secondaires sont aux mêmes fréquences et aux mêmes niveaux comme on peut le voir à $x/D_j = 0.05$ et $x/D_j = 0.5$. À $x/D_j = 1$, le calcul sur 45° semble sous-estimer légèrement le niveau de la DSP mais les enveloppes des DSPs sont très similaires. Ces pics sont liés à l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement en aval duquel des appariements tourbillonnaires marqués sont visibles, on peut se référer aux instantanés de vorticité représentés sur la figure III.18. Au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval, ces pics sont moins marqués et deviennent plus larges, donnant ainsi des spectres plus large bande, en accord avec un comportement turbulent. Le comportement fréquentiel de la couche de cisaillement semble donc bien reproduit par la simulation sur 45° , du moins dans le premier diamètre en aval de l'éjection.

Sur les différentes comparaisons présentées ci-dessus, on a pu voir que la simulation sur 45° permettait de reproduire de manière acceptable le développement initial de la couche de cisaillement au niveau du champ moyen, du champ rms ainsi qu'au niveau fréquentiel. Néanmoins, cette comparaison n'est valable que pour $x/D_j \leq 3$, en aval, des différences de comportement sont visibles. En particulier, le calcul sur 45° présente un évasement de la couche de cisaillement plus faible que le calcul sur 360° , surestimant ainsi la vitesse sur l'axe. On peut attribuer cette différence à l'approche sur 45° directement. En effet, comme la simulation se fait sur un secteur angulaire, on ne peut pas résoudre tous les modes azimutaux de la couche de cisaillement. Certains modes sont forcés dans l'approche sur 45° contrairement à un calcul fait directement sur 360° . Pour un calcul sur 45° , les modes azimutaux dont l'ordre est multiple de 8 sont forcés. Dans le développement initial de la couche de cisaillement, ceci ne semble pas avoir d'impact car tous les modes ont des évolutions plus ou moins similaires. Par contre, plus en aval, quand les modes commencent à se différencier, des écarts de comportement sont constatés sur l'évolution du jet. Comme l'étude sur 45° se concentre sur le développement initial de la

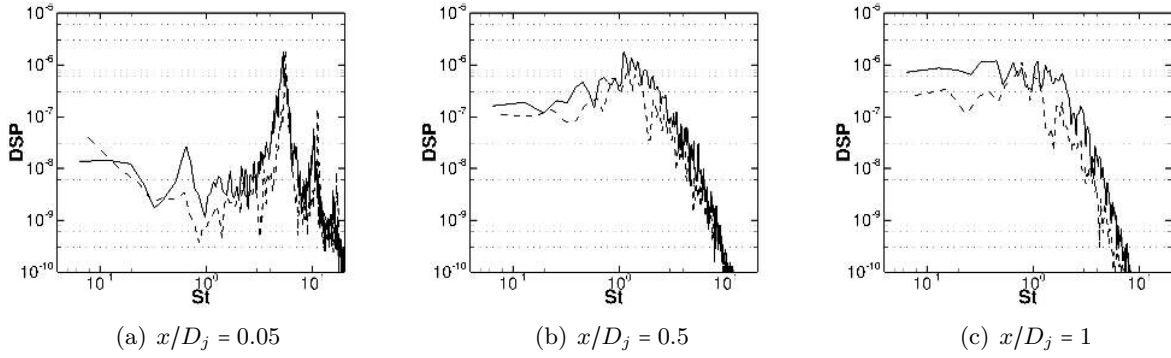


Figure III.21 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u_r' , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, 360° ; - - -, 45°

couche de cisaillement et non sur le développement complet du jet, on peut considérer que les conclusions dégagées seront valables pour un calcul sur 360° . L'étude paramétrique présentée dans la suite sera ainsi faite pour les premiers diamètres de la couche de cisaillement, c'est-à-dire pour $x/D_j \leq 3$. Des travaux sur des simulations LES de jets à haut nombre de Reynolds[155] et avec chevrons[148] à partir d'une approche sectorielle préconisent cette approche également pour le développement initial de la couche de cisaillement. Plus en aval, l'approche n'est plus valable.

III.3.3 Paramètres étudiés

L'étude paramétrique sur 45° a pour but d'améliorer la représentativité du calcul du champ aérodynamique du jet et ainsi le champ de pression rayonné. Pour cela on cherche à améliorer l'action de la marche d'une part et la discrétisation du maillage d'autre part. La simulation sur 360° présentée dans la section III.2.2 a en effet montré que la marche avait une réelle action sur le développement du jet, mais que son action devait être améliorée. L'influence de sa hauteur et de sa discrétisation vont ainsi être étudiées. Par ailleurs, on a également vu que l'étirement du maillage dans la direction axiale en aval de la sortie tuyère était un paramètre important : si on étire le maillage trop rapidement, les structures turbulentes engendrées par la marche peuvent être dissipées. Un autre effet de maillage testé sera donc la discrétisation axiale en sortie de tuyère.

Afin d'étudier ces trois effets, trois grilles de maillage ont été réalisées et leurs caractéristiques sont présentées dans le tableau III.2 et les figures III.22 et III.23. La grille de maillage dr correspond à la grille utilisée pour la simulation présentée dans la section III.2.2. La grille $drdx$ est très similaire à la grille dr mais l'étirement axial du maillage en sortie de tuyère est beaucoup plus doux. Pour la grille $drdx$ un déraffinement inférieur à 1% a été utilisé contre 2.5% pour la grille dr . Une comparaison entre ces deux grilles, avec une même hauteur de marche, permet donc d'étudier l'influence du déraffinement axial du maillage sur le développement de la couche de cisaillement.

Enfin, la grille dx présente un déraffinement axial du maillage en sortie de tuyère de l'ordre de 1%, comme la grille $drdx$, mais la taille de maille en paroi dans la tuyère est plus importante $\Delta r/D_j = 0.125\%$ contre $\Delta r/D_j = 0.03125\%$ pour les grilles dr et $drdx$, soit un rapport 4 entre les deux. Comme pour la discrétisation de la marche on a imposé $\Delta x = 2.\Delta r$, on a le même rapport sur les tailles de mailles axiales au niveau de la sortie de tuyère. Ainsi une comparaison, avec une même hauteur de marche, entre les grilles dx et $drdx$ permet d'étudier l'influence de la discrétisation de la marche. L'utilisation de la grille dx est motivée par les ressources informatiques nécessaires à la simulation sur 360° qui sera faite à la suite de cette étude paramétrique sur 45° .

Nom	$\Delta x/D_j(\%)$ à $x/D_j = 0$	$\Delta r/D_j(\%)$	$r_j \cdot \Delta\theta/D_j(\%)$	$\Delta x/D_j(\%)$ à $x/D_j = 1$	N. C. ($\times 10^6$)
dr	0.0625	0.03125	2	2.5	8.6
dx	0.25	0.125	2	0.63	8.4
drdx	0.0625	0.03125	2	0.43	11.7

Tableau III.2 – Caractéristiques des trois grilles de maillage utilisées pour l'étude sur un secteur de 45° . $\Delta x/D_j$, $\Delta r/D_j$ et $r_j \cdot \Delta\theta/D_j$ sont donnés à proximité de $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 0.5$ sauf mention contraire. N.C. représente le nombre de cellules du maillage sur 45° .

En effet, si à même hauteur de marche, une discrétisation plus grossière permet de déclencher la turbulence, alors on obtiendra un maillage plus léger et le calcul n'en sera que plus rapide.

On peut voir que la hauteur de marche n'intervient pas dans la construction de ces trois grilles de maillage. Elle est prise en compte en enlevant plus ou moins de mailles en paroi à la position axiale où l'on veut mettre la marche. Ainsi pour chacune de ces grilles de maillage, la hauteur de marche peut être modifiée simplement et étudiée comme paramètre à part.

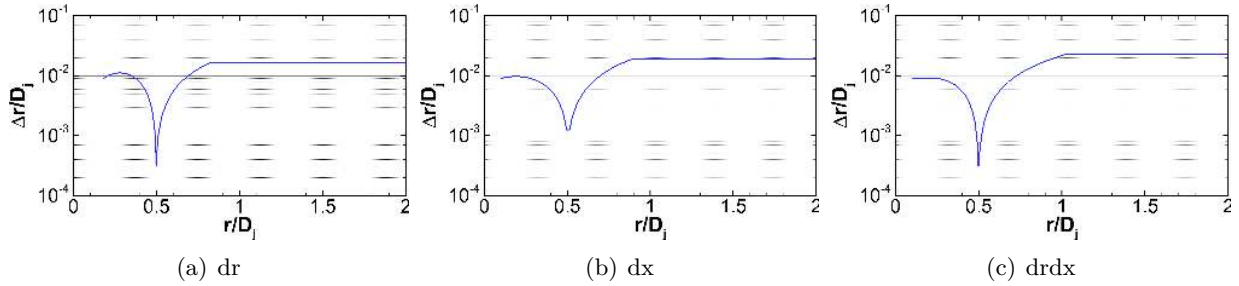


Figure III.22 – Comparaison des discrétisations radiales en sortie de tuyère (i.e. à $x/D_j = 0$) pour les trois grilles de maillage.

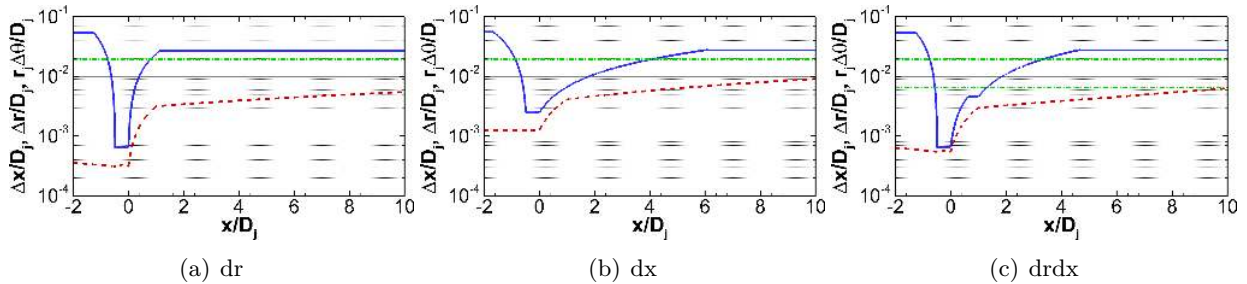


Figure III.23 – Comparaison des discrétisations axiale (—), radiale (---) et azimutale ($n_\theta = 160$: et $n_\theta = 480$: - · - ·) le long d'une ligne de maillage à $r/D_j = 0.5$ à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère pour les trois grilles de maillage.

En complément des trois paramètres mentionnés ci-dessus, deux autres paramètres sont pris en compte dans cette étude. Il s'agit de la discrétisation azimutale, c'est-à-dire le nombre de plans azimutaux que l'on utilise pour construire la grille de maillage 3D à partir de la grille de maillage 2D (comme expliqué dans les sections précédentes) et de la position de la marche. Les maillages ont un nombre de plans azimutaux égal à 160 par défaut (rapporté à 360°), c'est-à-dire une taille de maille azimutale $r_j \cdot \Delta\theta/D_j \approx 0.02$ au niveau des lèvres de la tuyère (i.e. à $r/D_j = 0.5$). Il a été montré par Bogey *et al.*[24] que la discrétisation azimutale avait une grande influence sur l'écoulement du jet simulé, on décide donc de prendre en compte ce paramètre. Comme la taille de maille dans la direction axiale est maintenue constante entre la marche et l'éjection,

il peut être intéressant d'étudier l'influence de la position de marche afin de pouvoir éventuellement diminuer la taille du maillage et ainsi réduire les ressources informatiques nécessaires.

Ainsi, cinq paramètres au total sont testés, à savoir :

- la hauteur de la marche
- la discrétisation axiale du maillage en sortie de tuyère
- la discrétisation de la marche
- la discrétisation azimutale du maillage
- la position de la marche

Chacun de ces paramètres a été testé indépendamment des autres. Plus précisément, chaque paramètre est testé sur quelques valeurs, la valeur donnant les meilleurs résultats est conservée, puis un autre paramètre est testé et ainsi de suite. Toutes les combinaisons possibles des différents paramètres n'ont ainsi pas été étudiées, en particulier les paramètres retenus peuvent ne pas correspondre aux paramètres optimaux. L'approche retenue permet cependant d'étudier les effets un à un. Toutes les simulations réalisées, et présentées dans la suite, ont été faites suivant les paramètres de calcul donnés dans la section III.3.1.

III.3.3.1 Effet de la hauteur de la marche

Dans cette partie on s'intéresse à l'influence de la hauteur de la marche sur le développement de la couche de cisaillement. Pour cela, on utilise la grille de maillage qui correspond à la première simulation faite avec une marche, c'est-à-dire la grille dr , avec laquelle on utilise trois hauteurs de marche $h_m/D_j \in \{0; 0.125; 0.5\}(\%)$. Comme pour la simulation avec marche présentée dans la section III.2.2, la marche du cas $h1dr$ est discrétisée sur 4 mailles. Pour le cas $h4dr$, elle est discrétisée sur 16 mailles. Certaines caractéristiques ainsi que les noms attribués à chacun des cas traités sont donnés dans le tableau III.3.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	n_θ	$r_j \cdot \Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
h0dr	dr	\emptyset	160	2	8.6
h1dr	dr	0.125	160	2	8.6
h4dr	dr	0.5	160	2	8.6

Tableau III.3 – Caractéristiques des trois cas testés pour l'étude de l'effet de la hauteur de la marche h_m à grille de maillage fixe.

Quand on regarde dans un premier temps les instantanés de vorticit   pr  sent  s sur la figure III.24, on peut voir que dans la tuy  re ainsi qu'en aval de la sortie de tuy  re, les cas $h0dr$ et $h1dr$ ont des allures tr  s similaires. Le m  me type de fluctuations    $x/D_j \approx -0.2$ et juste en sortie de tuy  re pour $x/D_j \in [0; 0.025]$ sont visibles. Ajouter une marche de hauteur $h_m/D_j = 0.125\%$ ne semble pas avoir d'effet, visible du moins sur des instantan  s de vorticit  . Par contre avec une marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$ (cas $h4dr$), on peut remarquer qu'au niveau de la marche, il y a de fortes perturbations de la couche limite, que l'on ne voyait pas sur le cas $h1dr$. Ces fluctuations ne semblent pas avoir un effet tr  s marqu   sur le d  veloppement de la vorticit   en aval de l'  jection.

Sur les   volutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms pr  sent  es sur les sous-figures (a) et (b) de la figure III.25, les conclusions sont similaires. Dans la tuy  re, on voit tr  s clairement la forte mont  e des niveaux de turbulence juste au niveau de la marche (i.e.    $x/D_j = -0.5$) pour le cas $h4dr$ (avec une grande marche) alors que les cas $h0dr$ et $h1dr$ ont des   volutions tr  s similaires et des niveaux inf  rieurs    ceux du cas $h4dr$. Cependant, les trois cas donnent quasiment le m  me niveau de turbulence en sortie de tuy  re similaire de l'ordre de

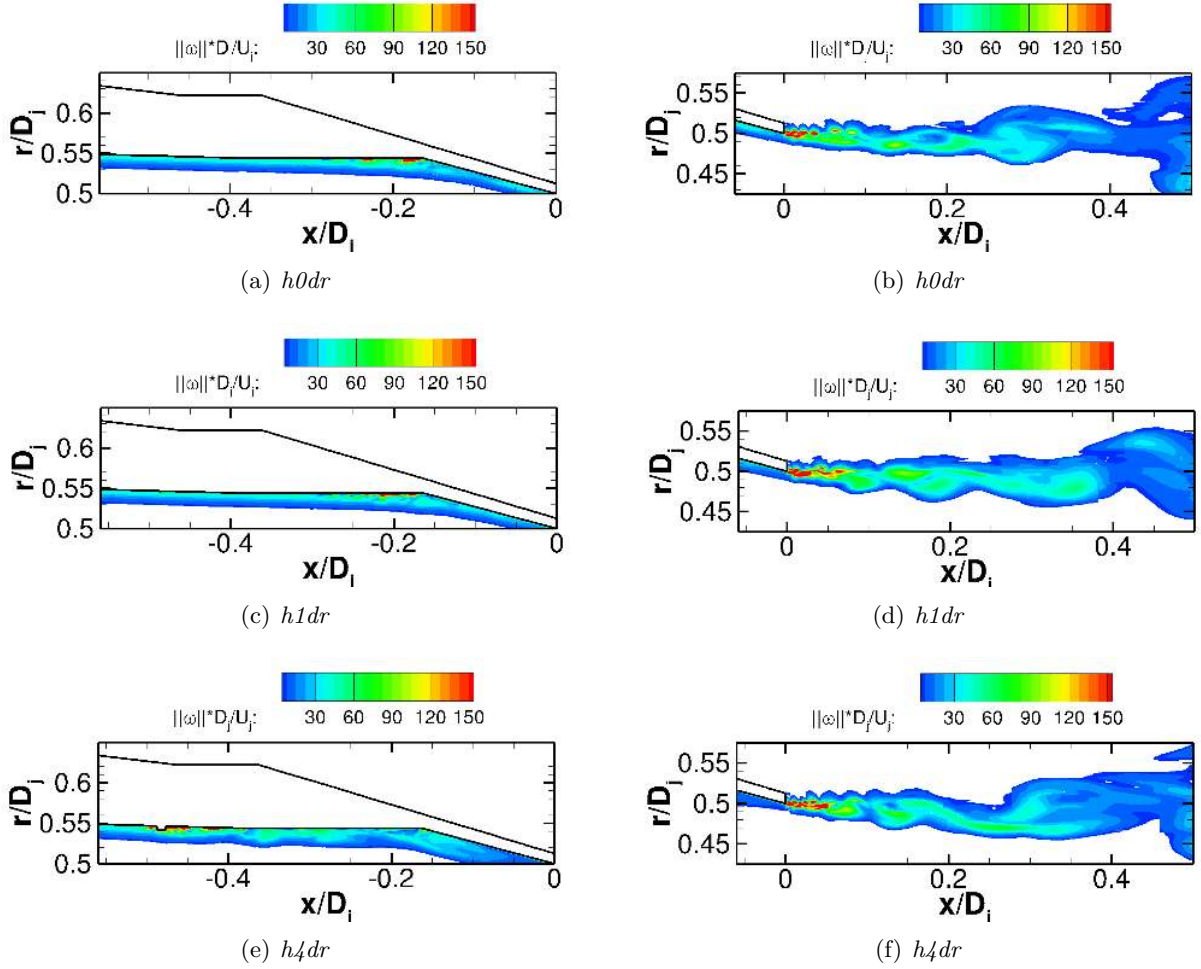


Figure III.24 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (  gauche) et en aval de l  jection (  droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec la grille dr et avec différentes hauteurs de marche.

7%. Ceci peut paraître surprenant car on aurait pu s attendre à avoir un niveau de turbulence quasi-nul en sortie de tuyère en l absence de marche. Ainsi ces fluctuations seraient dues à la résolution du maillage en paroi. La comparaison réalisée dans la section III.3.3.3 suivante pour étudier l effet de la discrétisation de la marche et donc de la taille de maille en paroi va permettre d approfondir cette analyse. En aval de la sortie de tuyère, les trois simulations présentent de forts pics de niveau rms et une montée à un niveau de l ordre de 20%, comme observé précédemment. On peut toutefois remarquer que la simulation h_4dr présente un pic à 20% moins large que les deux autres simulations.

Sur les évolutions de l  paisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement en fonction de la position axiale présentées dans la sous-figure (c) de la figure III.25, les légères différences de comportement observées sur les niveaux rms ne modifient pas de manière sensible δ_θ . Comme mentionné précédemment, les évolutions issues de la simulation ont tendance à avoir une croissance plus forte que les données expérimentales, signe d une transition laminaire/turbulente de la couche de cisaillement plus marquée. La simulation h_4dr présente une évolution légèrement plus proche des données expérimentales que les autres simulations pour les positions en aval $x/D_j \geq 2$.

Les développements similaires de la turbulence en aval de la sortie de tuyère donnent des expansions similaires de la couche de cisaillement comme on peut le voir sur la figure III.26. Les

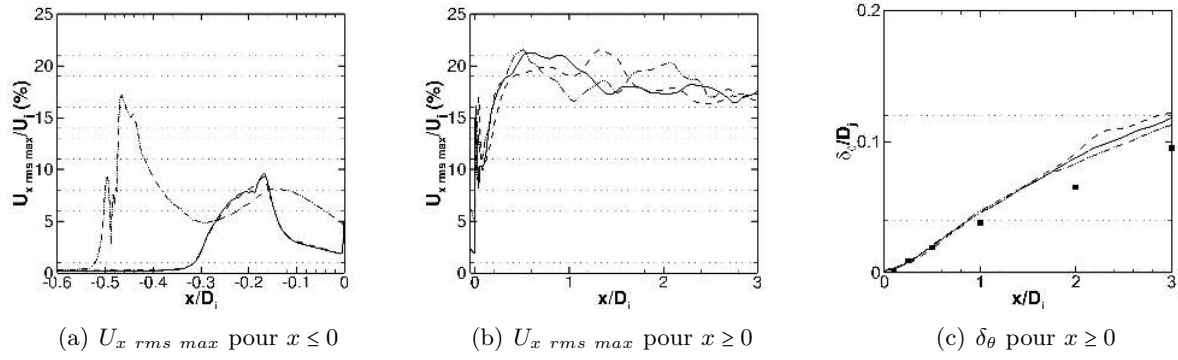


Figure III.25 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c). ■, EXP; —, $h0dr$; ---, $h1dr$; - · - · -, $h4dr$

trois simulations ont des évolutions très similaires des rayons de cône potentiel, de mi-vitesse et de couche de cisaillement. L'évasement de la couche de cisaillement de ces trois simulations reste plus fort que celui du jet expérimental.

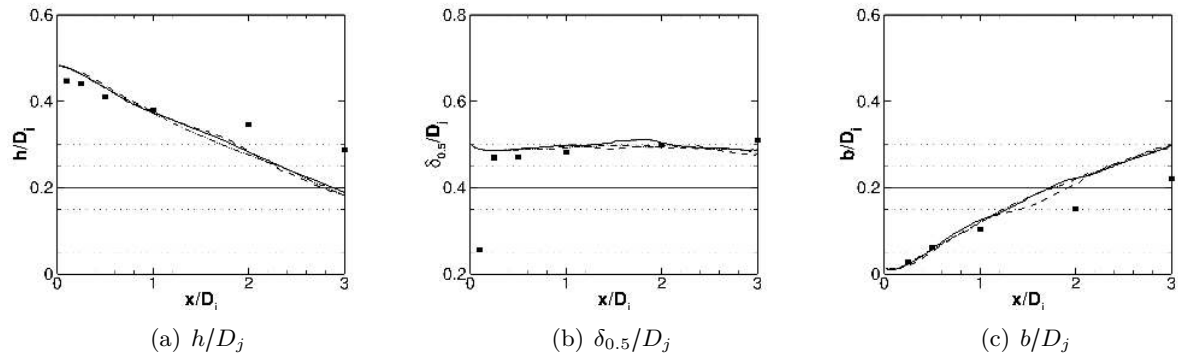


Figure III.26 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, $h0dr$; ---, $h1dr$; - · - · -, $h4dr$

Bien que les trois simulations aient des champs moyen et rms de vitesse très similaires, elles présentent des différences sur leurs comportements fréquentiels. Comme on peut le voir sur la figure III.27, représentant les DSPs de vitesse radiale fluctuante dans la couche de cisaillement pour différentes positions radiales, la simulation $h4dr$ présente à proximité de la sortie de tuyère (à $x/D_j = 0.05$) des pics moins marqués que les simulations $h0dr$ et $h1dr$. Plus en aval, les simulations n'ont pas beaucoup de différences de comportement. La turbulence générée par la marche pour la simulation $h4dr$ influe donc sur les appariements présents dans la couche de cisaillement en les rendant moins intenses. Cependant, cet effet bénéfique est très local et n'est plus présent pour des positions plus en aval.

En conclusion, la hauteur de la marche a un effet limité sur le développement de la couche de cisaillement en tout cas, avec 160 plans azimuthaux. Toutefois, des différences de comportement commencent à apparaître pour une marche suffisamment grande $h_m/D_j = 0.5\%$ sur les spectres du champ de vitesse dans la couche de cisaillement à proximité de la sortie de tuyère. Le fort déraffinement axial du maillage vers l'aval pourrait expliquer ce comportement. **On décide donc dans la suite de conserver une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$ et d'étudier l'influence du déraffinement axial du maillage en aval de la sortie de tuyère.**

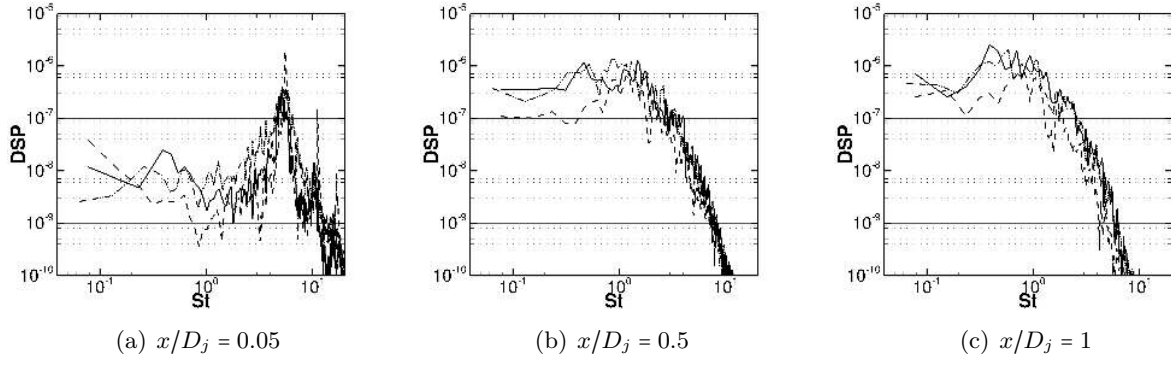


Figure III.27 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u_r' , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, h0dr ; — —, h1dr ; - · - ·, h4dr

III.3.3.2 Effet de la discrétisation axiale en aval de l'éjection

Pour étudier l'effet de la discrétisation axiale du maillage en aval de la sortie de tuyère, on compare les simulations réalisées à partir des grilles dr et $drdx$ avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.5\%$. Ainsi seul le déraffinement du maillage dans la direction axiale a été changé entre les deux cas testés. Le tableau III.4 résume les caractéristiques des deux simulations réalisées.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	n_θ	$r_j \cdot \Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
h4dr	dr	0.5	160	2	8.6
h4drdx	drdx	0.5	160	2	11.7

Tableau III.4 – Caractéristiques des deux cas testés pour l'étude de l'effet de la discrétisation axiale du maillage en sortie de tuyère à hauteur de marche fixe.

Sur les instantanés de vorticit   pr  sent  s sur la figure III.28, on peut voir que dans la tuy  re, les deux cas test  s donnent des allures de champ de vorticit   tr  s similaires, comme attendu vu que la modification du maillage intervient en aval de l'  jection. En sortie de tuy  re, les petites fluctuations de vorticit      proximit   des l  vres sont pr  sentes dans les deux simulations et on peut voir que les niveaux de vorticit   semblent s'att  nuer moins rapidement pour la simulation $h4drdx$ que pour la simulation $h4dr$. Le d  raffinement plus doux du maillage pour la simulation $h4drdx$ permet de supporter plus longtemps les structures turbulentes se d  veloppant en sortie de tuy  re. Ceci aura potentiellement une influence sur le d  veloppement du jet.

La comparaison des niveaux de turbulence dans et en sortie de tuy  re pr  sent  s sur la figure III.29 permettent de montrer que les deux simulations ont des d  veloppements similaires dans la tuy  re mais l  g  rement diff  rents en aval. Ce qui rejoint les observations faites    partir des instantan  s de vorticit  . En sortie de tuy  re, les simulations $h4drdx$ et $h4dr$ pr  sentent toutes deux une forte croissance du niveau de turbulence jusqu'   une valeur de l'ordre de 20% puis la simulation $h4drdx$ voit son niveau de turbulence descendre plus rapidement que la simulation $h4dr$ et atteint une valeur seuil    15% pour $x/D_j \geq 2$. Cette valeur seuil est proche de celle observ  e pour les couches de cisaillement de jet turbulent. Toutefois, ces diff  rences sont peu marqu  es, comme on peut le voir sur les   volutions de l'  paisseur de quantit   de mouvement de la couche de cisaillement pr  sent  es sur la sous-figure (c) de la figure III.29. La simulation $h4drdx$ a tendance      tre plus proche des mesures, notamment pour $x/D_j \geq 2$.

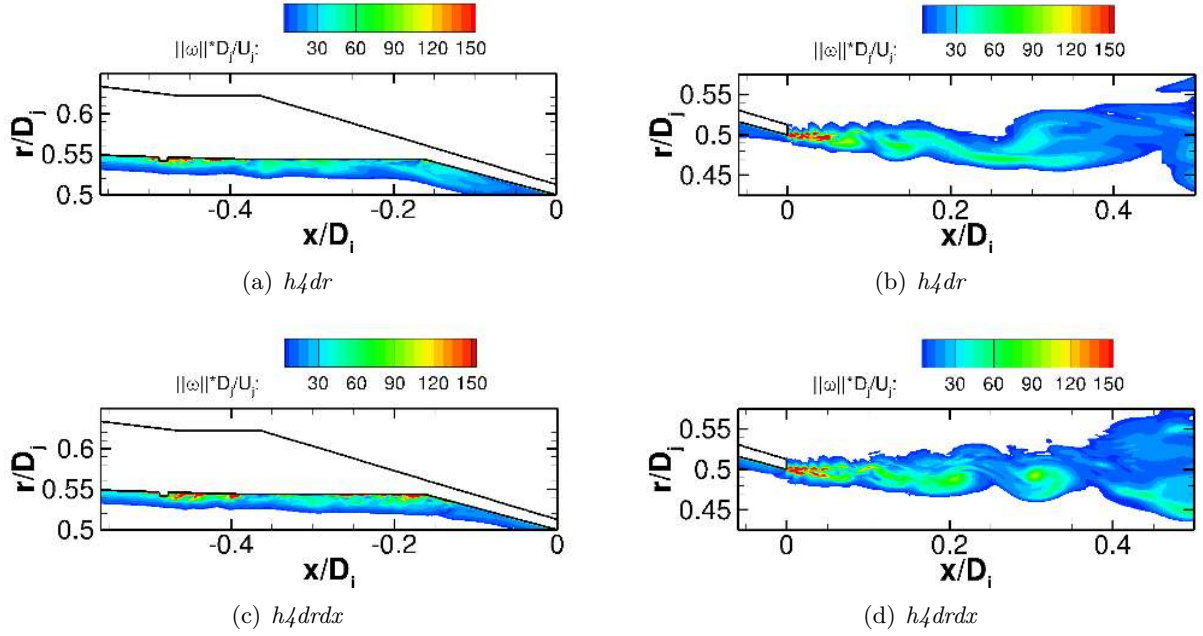


Figure III.28 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (à gauche) et en aval de l'éjection (à droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$ et différentes discrétisations axiales en sortie de tuyère (grilles dr et drdx).

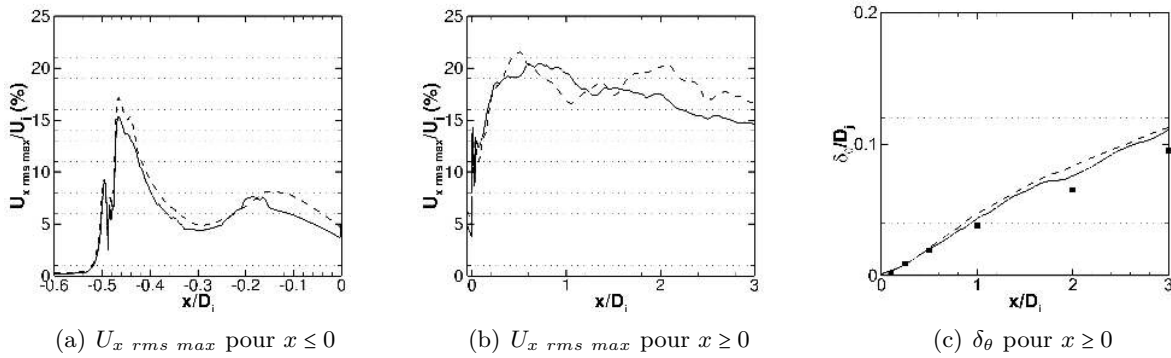


Figure III.29 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c). \blacksquare , EXP; —, h4drdx; - - -, h4dr

Les expansions de la couche de cisaillement présentées sur la figure III.30 montrent les évolutions similaires des deux simulations $h4drdx$ et $h4dr$, rejoignant les observations précédentes. L'expansion de la couche de cisaillement est plus rapide pour les simulations que pour les données expérimentales. On peut noter que la simulation $h4drdx$ a une expansion légèrement moins rapide que la simulation $h4dr$, se rapprochant ainsi de celle des données expérimentales. Les deux simulations présentent ainsi des champs moyen et rms similaires, avec une expansion de la couche de cisaillement légèrement moins rapide pour la simulation $h4drdx$.

Sur les DSPs de vitesse radiale fluctuante dans la couche de cisaillement présentées sur la figure III.31, on peut voir qu'à proximité de la tuyère, à $x/D_j = 0.05$, les deux simulations ont des spectres très proches. Par contre, quand on s'éloigne vers l'aval, les deux simulations commencent à avoir des comportements fréquentiels différents, notamment pour les hautes

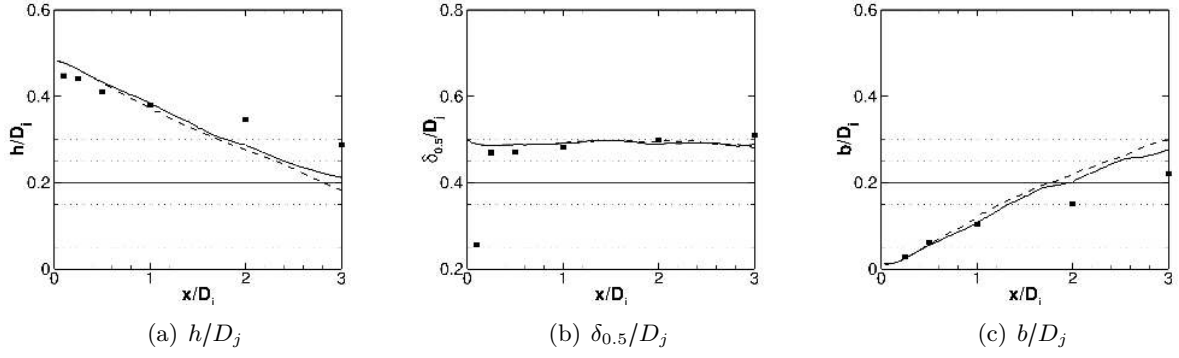


Figure III.30 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, h4drdx; - - -, h4dr

fréquences. Alors que pour $St \leq 4$, les résultats sont similaires, aux fréquences supérieures, la simulation $h4dr$ présente une atténuation plus forte que la simulation $h4drdx$. Ceci est un effet direct du déraffinement axial du maillage. En effet avec un déraffinement plus doux, la grille de maillage $h4drdx$ a une taille de maille plus petite que la grille de maillage $h4dr$ à une même position et donc une fréquence de coupure plus grande. La simulation $h4drdx$ permet donc de résoudre une plus grande plage fréquentielle de grandeurs turbulentes dans le développement initial de la couche de cisaillement. Ce qui pourrait expliquer les différences de comportement observées sur les champs moyen et rms.

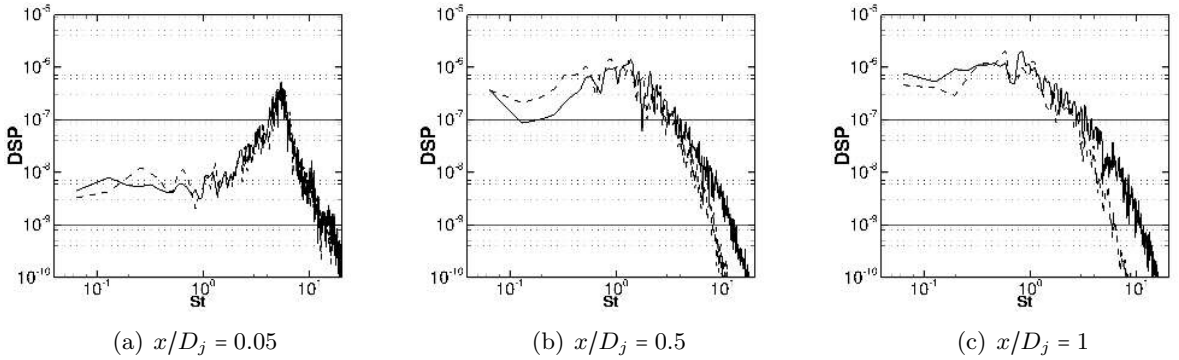


Figure III.31 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, h4drdx; - - -, h4dr

On a montré que le déraffinement axial du maillage a une influence sur le développement de la couche de cisaillement : avec un déraffinement plus doux, la couche de cisaillement a une expansion plus lente, plus en accord avec les données expérimentales. Le déraffinement plus doux du maillage dans la direction axiale en aval de la sortie de tuyère, permet ainsi de résoudre des structures turbulentes sur une plus grande distance. La conséquence est une transition plus rapide de la couche de cisaillement vers la turbulence, plus en accord avec les données expérimentales. **Dans la suite, on conserve ce déraffinement du maillage plus doux dans la direction axiale et une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$.** On se propose maintenant d'étudier l'effet de la discrétisation de la marche sur le développement de la couche de cisaillement.

III.3.3.3 Effet de la discrétisation de la marche

L'étude de l'effet de la discrétisation de la marche est faite au moyen des grilles de maillage dx et $drdx$. Pour ces deux grilles de maillage on utilise une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$ commune. Les comparaisons entre les deux simulations réalisées se font donc à même déraffinement en aval de l'éjection et à même hauteur de marche. Seul le nombre de mailles utilisées pour discrétiser la marche est différent, ce qui mène à des tailles de maille radiale et axiale¹ différentes au niveau de la paroi interne, de la marche jusqu'aux lèvres de la tuyère. Pour la simulation réalisée avec la grille dx la marche est maillée sur 4 mailles et sur 16 mailles pour la simulation faite avec la grille $drdx$. Les différentes caractéristiques des deux cas testés sont données dans le tableau III.5.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	n_θ	$r_j \cdot \Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
h4dx	dx	0.5	160	2	8.4
h4drdx	drdx	0.5	160	2	11.7

Tableau III.5 – Caractéristiques des deux cas testés pour l'étude de l'effet de la discrétisation de la marche à hauteur de marche fixe.

En comparant les champs de vorticité instantanée des deux simulations (cf. figure III.32), une différence de comportement marquée est visible. Pour la simulation $h4drdx$, contrairement à la simulation $h4dx$, des fluctuations turbulentes en paroi au niveau de la marche sont visibles. En aval de l ejection, les champs de vorticité sont aussi très différents : alors que pour la simulation $h4dx$, la couche de cisaillement est clairement laminaire en sortie de tuyère (transition vers $x/D_j = 0.15$), la simulation $h4drdx$ semble présenter des structures turbulentes très rapidement.

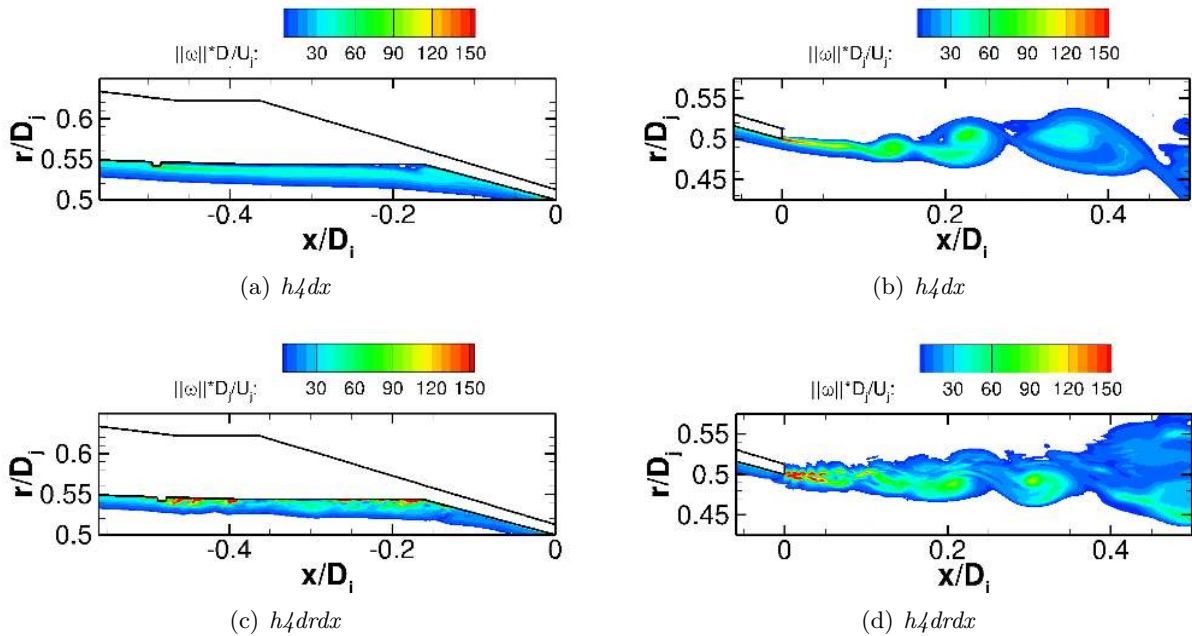


Figure III.32 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (  gauche) et en aval de l ejection (  droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.5\%$ et différentes discrétisations de la marche (grilles dx et $drdx$).

Sur les comparaisons des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms

1. pour rappel : au niveau de la marche $\Delta x = 2 \cdot \Delta r$

(figure III.33), on peut voir que la simulation $h4drdx$ présente une forte croissance du niveau de turbulence en aval de la marche, contrairement à la simulation $h4dx$ pour laquelle on observe une croissance douce. De plus, le niveau de turbulence maximal en sortie de tuyère est de l'ordre de 7% pour la simulation $h4drdx$ contre $\sim 3\%$ pour la simulation $h4dx$. En aval de la sortie de tuyère, on observe également un comportement différent. Pour la simulation $h4drdx$, on observe la présence de pics puis une forte croissance du niveau de turbulence pour atteindre une valeur de l'ordre de 20%. Cette valeur est similaire à celle obtenue pour les autres simulations. En aval le niveau décroît lentement de façon similaire à la simulation $h4dx$, tout en restant à des niveaux inférieurs. On peut noter pour la simulation $h4dx$, l'absence de pics à proximité de la sortie de tuyère que l'on obtient avec la simulation $h4drdx$, ce qui est à rapprocher de l'absence des petites fluctuations de vorticit   au niveau des l  vres de la tuy  re. Les diff  rences observ  es sur les champs rms se retrouvent sur les   volutions d'  paisseur de quantit   de mouvement de la couche de cisaillement (sous-figure (c) de la figure III.33). En effet, la simulation $h4drdx$ pr  sente une croissance de δ_θ plus lente que la simulation $h4dx$, se rapprochant ainsi des donn  es exp  rimentales. Cette croissance plus lente de δ_θ est signe d'une transition laminaire/turbulente de la couche de cisaillement plus proche de la sortie de tuy  re.

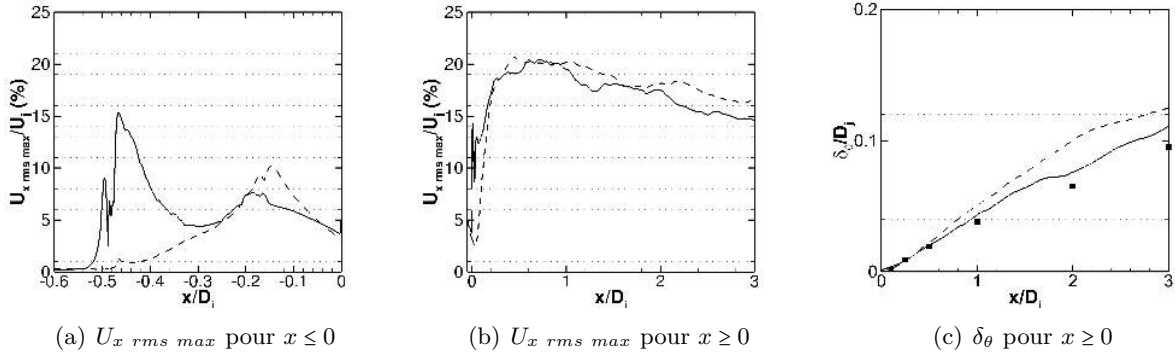


Figure III.33 – Comparaison des   volutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuy  re (a) et en aval de l'  jection (b) et de l'  paisseur de quantit   de mouvement de la couche de cisaillement (c). ■, EXP ; —, $h4drdx$; - - -, $h4dx$

Cette transition vers la turbulence de la couche de cisaillement plus    proximit   de la sortie de tuy  re se voit sur la figure III.34 pr  sentant l'expansion de la couche de cisaillement. La simulation $h4drdx$ pr  sente une expansion plus lente que la simulation $h4dx$ et cette diff  rence est beaucoup plus marqu  e que pour les deux effets pr  sent  s dans les sections pr  c  dentes. On voit ainsi l'importance d'utiliser une taille de maille en paroi plus faible. En effet, pour une taille de maille en paroi plus faible, l'action de la marche est plus marqu  e et la couche de cisaillement transitionne plus rapidement, se rapprochant ainsi du comportement du jet exp  rimental.

Sur les DSPs de vitesse radiale fluctuante dans la couche de cisaillement pr  sent  es sur la figure III.35, les deux simulations pr  sentent des comportements fr  quentiels diff  rents et ceci seulement    proximit   de la tuy  re (cf. DSPs    $x/D_j = 0.05$). La simulation $h4drdx$ pr  sente des niveaux plus   lev  s que la simulation $h4dx$, ce que l'on peut rapprocher des niveaux inf  rieurs de vitesse axiale rms. Pour la simulation $h4drdx$, la transition de la couche de cisaillement est tr  s proche de la tuy  re et un reliquat d'appariement tourbillonnaire est visible juste    c  t   de l'  jection ; d'o   la pr  sence de pics. Pour la simulation $h4dx$, la transition est plus en aval. Ainsi,    la m  me position l'  coulement est compl  tement laminaire, ce qui n'est pas repr  sentatif de la r  alit  , mais qui explique l'absence de pics sur les spectres. On peut aussi remarquer la nette chute des niveaux spectraux pour $St \geq 10$ due    la fr  quence de coupure du maillage, beaucoup

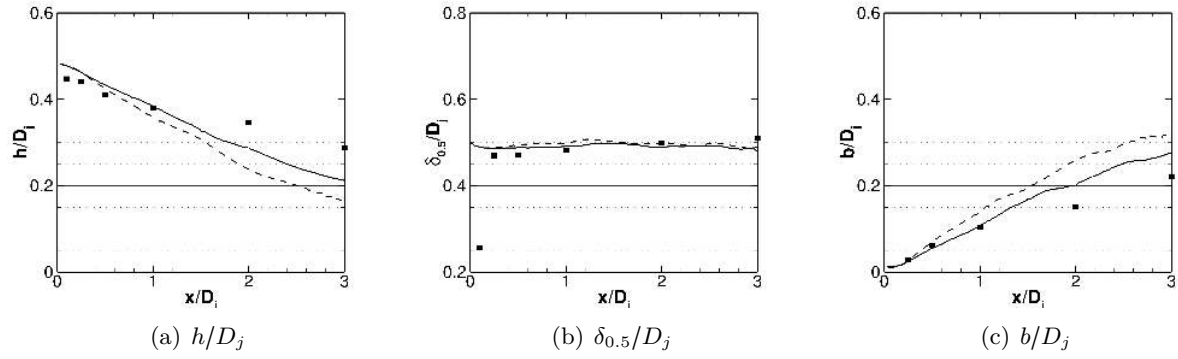


Figure III.34 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, h4drdx; - - -, h4dx

plus basse pour la grille $h4dx$ à ces positions que pour la grille $h4drdx$. Plus loin en aval $x/D_j \geq 0.5$, les deux simulations présentent des DSPs très similaires, montrant ainsi que leurs couches de cisaillement ont transitionné vers un état turbulent. L'effet de la discrétisation de la marche sur le comportement fréquentiel de la vitesse dans la couche de cisaillement semble donc très local, bien que les développements initiaux de la couche de cisaillement soient très différents.

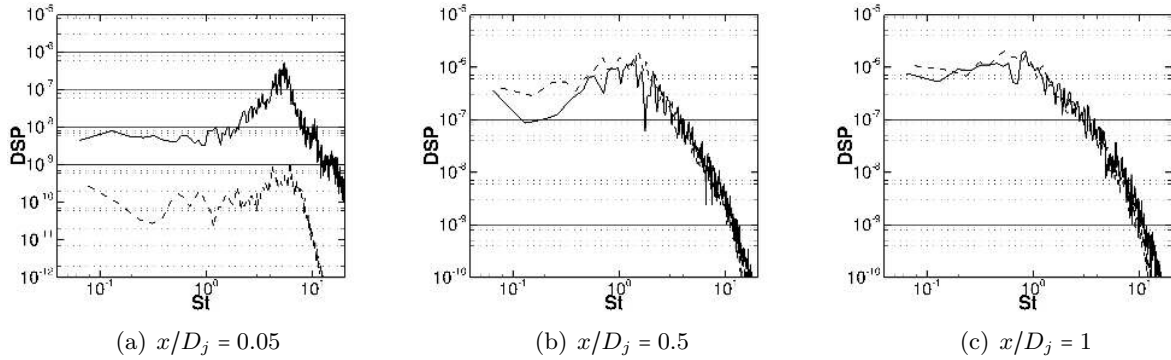


Figure III.35 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, h4drdx; - - -, h4dx

La discrétisation de la marche et donc la taille de maille en paroi a une grande influence sur le développement de la couche de cisaillement. En effet, pour une taille de maille plus grossière, le niveau de turbulence en sortie de tuyère est plus faible et la couche de cisaillement transitionne plus en aval qu'avec une taille de maille plus fine. Il est nécessaire d'avoir une taille de maille en paroi suffisamment petite pour prendre en compte l'effet de la marche. La comparaison des DSPs a permis de montrer l'importance d'avoir un niveau de turbulence suffisamment élevé ainsi qu'une fréquence de coupure suffisamment grande au niveau de la sortie de tuyère pour pouvoir résoudre une grande plage de structures turbulentes (et donc plage fréquentielle) et avec suffisamment d'énergie pour qu'elles puissent interagir entre elles.

Nous allons donc garder dans la suite la grille de maillage $drdx$ ainsi qu'une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$ pour étudier les effets de la discrétisation azimutale sur le développement du jet.

III.3.3.4 Effet de la discrétisation azimutale

Dans les sections précédentes, nous avons étudié les effets qu'ont les discrétisations axiale et radiale ainsi que la hauteur de la marche sur le développement de la couche limite. Nous avons obtenu des paramètres qui améliorent les résultats obtenus par rapport à la simulation présentée dans la section III.2.2. Cependant, les améliorations obtenues ne sont pas très marquées. Des écarts assez importants par rapport aux mesures sont toujours présents. Tous les calculs précédents ont été faits avec 160 mailles en azimut (ramené à un cas 360° , soit 20 mailles sur 45°). Dans cette section, on s'intéresse à l'effet de la discrétisation azimutale, en se basant sur la grille de maillage $drdx$ avec une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$. Deux autres résolutions azimutales sont testées et comparées à la résolution azimutale employée jusqu'à présent. Les trois cas servant à la comparaison sont présentés dans le tableau III.6. Les calculs sont toujours réalisés sur un secteur de 45° et les comparaisons faites dans le plan médian du secteur.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	n_θ	$r_j.\Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
160	drdx	0.5	160	2	11.7
480	drdx	0.5	480	0.65	36.5
960	drdx	0.5	960	0.33	77.4

Tableau III.6 – Caractéristiques des trois cas testés pour l'étude de l'effet de la discrétisation azimutale à hauteur de marche et grille de maillage fixes.

L'influence de la résolution azimutale du maillage est directement visible sur les champs de vorticité instantanée présentés sur la figure III.36. Dans la tuyère, on peut voir qu'augmenter le nombre de plans azimutaux fait disparaître les fluctuations visibles au niveau de la marche, que ce soit avec 480 ou 960 plans azimutaux. Pour ces deux cas, les allures sont similaires et des niveaux de vorticité élevés sont présents dans le sillage de la marche et non sur la paroi comme c'est le cas avec 160 plans azimutaux.

En aval de la tuyère, les comportements sont également très différents. Juste en sortie de tuyère, à la place de petites fluctuations observées, on peut observer un état laminaire sur une très courte distance puis un développement turbulent de la couche de cisaillement. De plus la couche de cisaillement semble moins s'évaser que pour le cas à 160 plans azimutaux.

L'effet de la résolution est également visible sur les évolutions des niveaux du maximum de vitesse axiale rms dans et en sortie de tuyère (cf. figure III.37). Les deux nouvelles simulations avec 480 et 960 plans azimutaux présentent des évolutions similaires qui sont très différentes de celle du cas à 160 plans azimutaux. Avec l'augmentation de la résolution azimutale, les niveaux rms dans la tuyère en aval de la marche croissent plus lentement mais se stabilisent à une valeur plateau de l'ordre de 10 – 11% avant de décroître jusqu'à une valeur de l'ordre de 5.5% en sortie de tuyère. En aval de l'éjection, les pics de niveaux rms ne sont plus observés (en accord avec les champs de vorticité) mais à la place les niveaux rms croissent fortement pour atteindre une valeur de l'ordre de 20%, qui est celle atteinte plus en aval par le cas à 160 plans en azimut. Bogey *et al.*[25] ont montré que ce décalage vers l'amont du pic de turbulence est la conséquence d'une augmentation du taux de turbulence en sortie de tuyère. Il peut même disparaître pour un niveau suffisamment élevé. Au contraire, dans le cas avec 160 plans azimutaux, le positionnement vers l'aval du pic est représentatif d'un état laminaire. De plus, quand on passe de 480 à 960 plans azimutaux, le pic à 20% devient moins marqué, en accord avec les résultats de Bogey *et al.*[24] sur l'effet de la résolution azimutale. Dans leurs travaux, le pic était beaucoup moins fort, mais leurs simulations étaient faites avec un niveau de turbulence initial fixée à 9% alors que pour les simulations avec 480 et 960 plans en azimut, on a un taux voisin de 5.5%.

Quand on regarde les évolutions des épaisseurs de quantité de mouvement dans la couche de

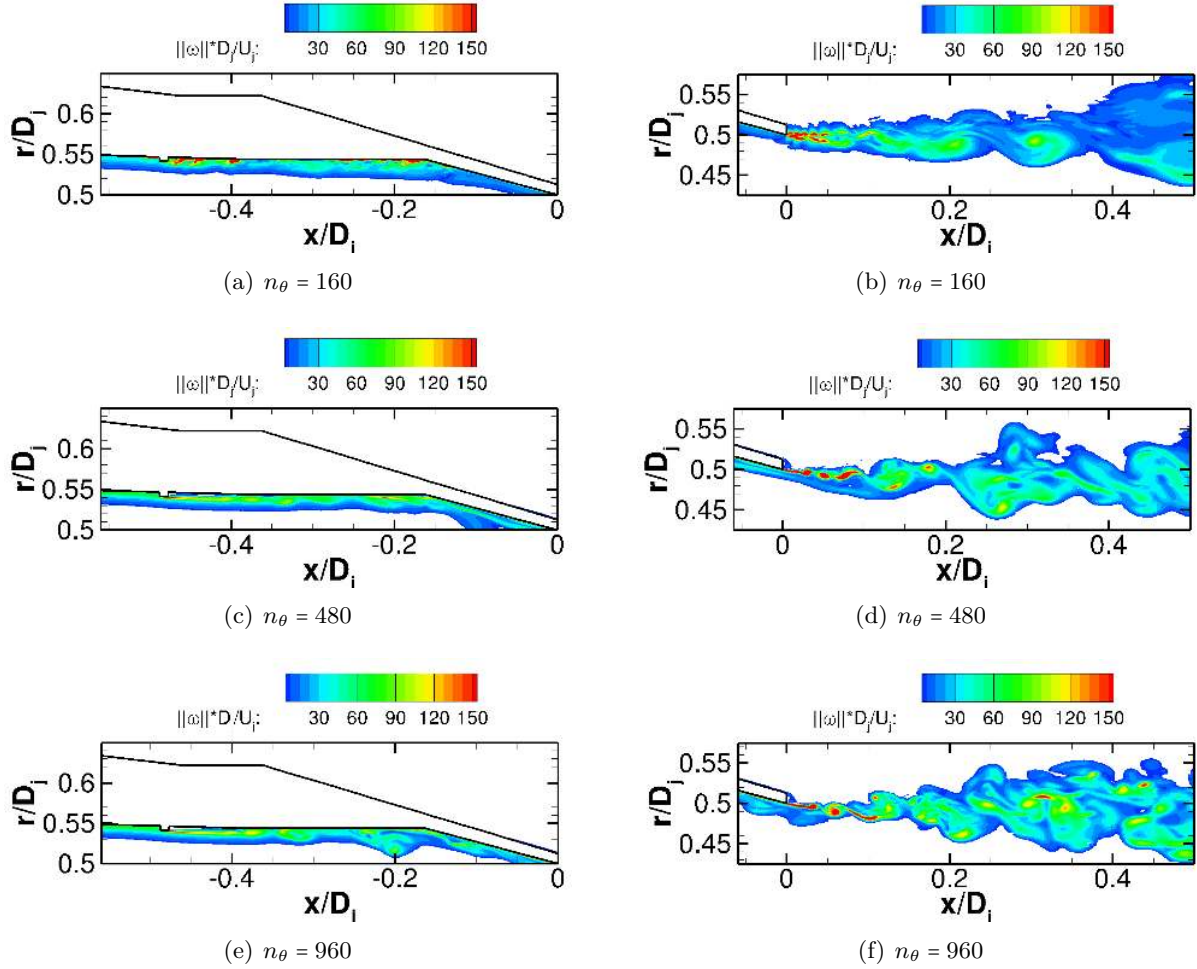


Figure III.36 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (à gauche) et en aval de l'éjection (à droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec la grille drdx, une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$ et différentes discrétisations azimutales.

cisaillement (voir la sous-figure (c) de la figure III.37), on peut voir qu'augmenter la résolution azimutale fait diminuer la croissance de δ_θ qui se rapproche de plus en plus des données issues des mesures. La transition de la couche de cisaillement est donc de moins en moins marquée, ce qui donne un comportement de plus en plus en accord avec les mesures.

De la même manière, augmenter la résolution azimutale mène à un épaississement moins rapide de la couche de cisaillement, suivant ainsi le comportement expérimental (cf. figure III.38). On peut remarquer que la différence de comportement entre les cas à 160 plans azimutaux et à 480 plans azimutaux est beaucoup plus forte qu'entre les cas à 480 plans azimutaux et à 960 plans azimutaux. On arrive donc à une convergence du maillage pour la direction azimutale. Augmenter la résolution azimutale permet de calculer une plus grande plage de tailles de structures turbulentes dans la direction azimutale ce qui permet à la couche de cisaillement d'être moins corrélée dans son développement initial et ainsi de pouvoir transitionner plus rapidement vers la turbulence.

Sur les DSPs de vitesse radiale fluctuante (cf. figure III.39), l'effet de la résolution azimutale est marqué, notamment à proximité de la tuyère $x/D_j = 0.05$. Pour cette position, les pics que l'on observe sur le cas à 160 plans azimutaux ne sont plus présents. Les simulations à 480 et 960 plans azimutaux présentent des DSPs très similaires. Pour les positions plus en aval, on

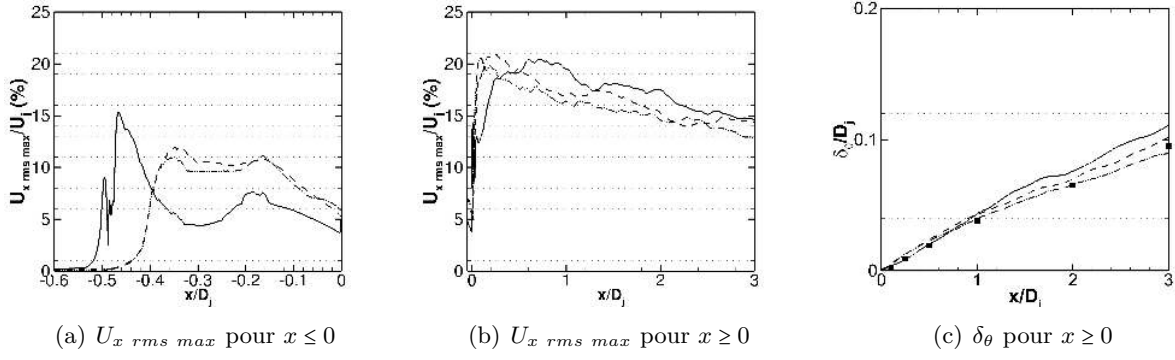


Figure III.37 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c). ■, EXP; —, $n_\theta = 160$; - - -, $n_\theta = 480$; - · - · -, $n_\theta = 960$

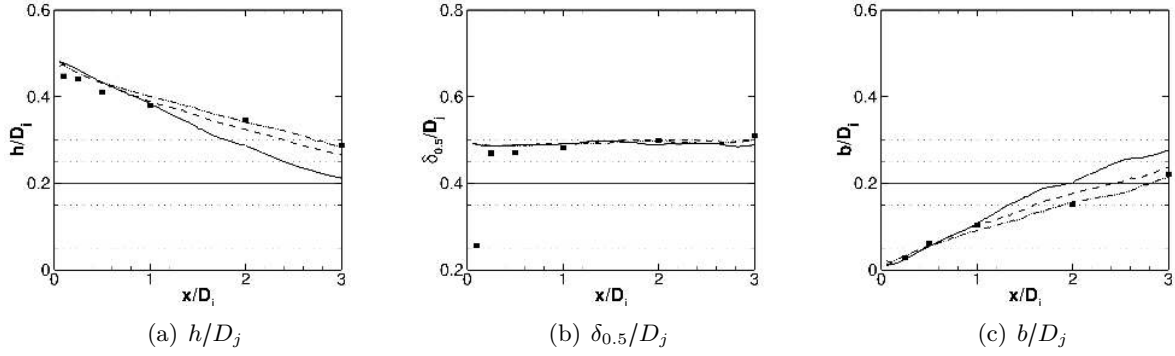


Figure III.38 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, $n_\theta = 160$; - - -, $n_\theta = 480$; - · - · -, $n_\theta = 960$

remarque que la décroissance des hautes fréquences pour $St \in [3; 10]$ est plus douce que pour la simulation à faible résolution azimutale. Pour les simulations à forte résolution azimutale, les niveaux spectraux décroissent suivant une loi en $St^{-5/3}$, signe d'un comportement turbulent.

L'augmentation de la résolution azimutale change de manière drastique le comportement de la couche de cisaillement. En effet, les simulations à 480 et 960 plans azimutaux présentent une transition vers la turbulence beaucoup plus en amont et beaucoup plus rapide que la simulation à 160 plans azimutaux. Cela permet d'avoir une croissance de la couche de cisaillement beaucoup plus douce et plus en accord avec les mesures. Les fluctuations présentes au niveau des lèvres de la tuyère pour la simulation à faible résolution azimutale semblent être un artefact de calcul dû à la sous-résolution azimutale. Cette sous-résolution azimutale donne des cellules de maillage très anisotropes privilégiant la direction azimutale devant les directions axiale et radiale. Au niveau des lèvres de la tuyère, nous avons des rapports de tailles de maille $r_j \cdot \Delta\theta/\Delta x \approx 30$ et $r_j \cdot \Delta\theta/\Delta r \approx 60$ pour la résolution azimutale à 160 plans en azimut contre ~ 10 et ~ 20 , et ~ 5 et ~ 10 , respectivement pour les résolutions azimutales à 480 et 960 plans azimutaux. Le cas avec $n_\theta = 480$ donne des résultats assez proches de ceux avec $n_\theta = 960$ comme on a pu le voir sur les niveaux moyen et rms et les spectres de vitesse dans le développement de la couche de cisaillement, même si le second donne de meilleurs résultats mais avec un coût de calcul deux fois plus élevé. **On prend donc dans la suite $n_\theta = 480$.** Cependant on pourra s'attendre à avoir une transition de la couche de cisaillement un peu plus en aval qu'avec une résolution azimutale plus grande, menant à des appariements tourbillonnaires un peu plus marqués et

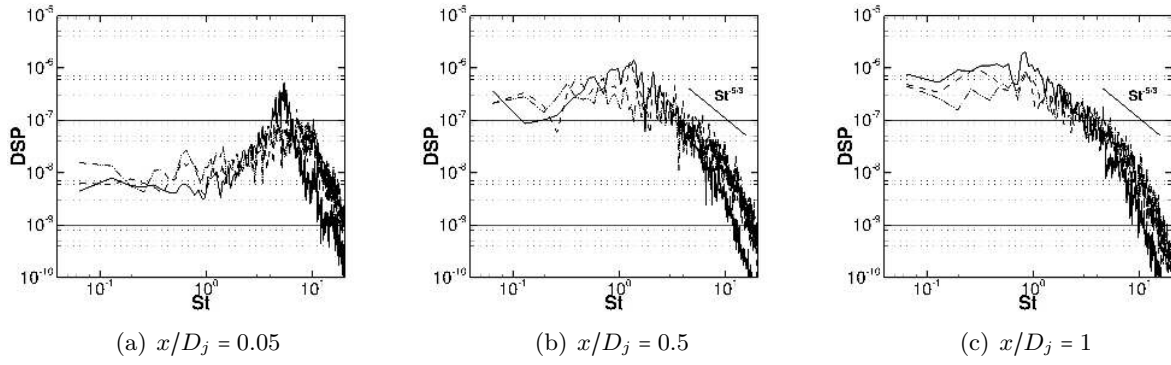


Figure III.39 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, $n_\theta = 160$; — —, $n_\theta = 480$; — · — ·, $n_\theta = 960$

donc un bruit parasite plus important. Bogey *et al.*[24] ont obtenu des résultats similaires sur des simulations sur 360° en faisant varier la résolution azimutale mais avec un taux de turbulence en sortie de tuyère de l'ordre de 9% contre 5.5% dans notre cas.

III.3.3.5 Vérification des effets de marche et de déraffinement axial avec 480 plans azimutaux

Comme on a pu le voir, augmenter le nombre de plans azimutaux a un impact direct sur la qualité des résultats. On peut donc se demander si les tendances obtenues dans les sections III.3.3.1, III.3.3.2 et III.3.3.3 seront les mêmes si on utilise 480 plans azimutaux au lieu de 160. Pour vérifier cela, on réalise trois simulations avec une résolution azimutale à 480 plans en azimut mais avec des paramètres différents. Les paramètres des trois simulations sont donnés dans le tableau III.7. Une des simulations correspond au cas présenté dans la section précédente (cas h4drdx), et les deux autres (cas h0dr et h4dr) ont été faites avec la grille dr , avec et sans marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$. On peut ainsi étudier l'effet de la présence de la marche et l'effet de la discrétisation axiale en sortie de tuyère à iso-résolution azimutale.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	n_θ	$r_j \cdot \Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
h0dr	dr	\emptyset	480	0.65	27.1
h4dr	dr	0.5	480	0.65	27.1
h4drdx	drdx	0.5	480	0.65	36.5

Tableau III.7 – Caractéristiques des trois cas testés pour l'étude de l'effet de la marche et du déraffinement axial en sortie de tuyère à discrétisation azimutale fixe à 480 plans azimutaux.

Sur le champ de vorticité instantanée de la simulation *h0dr* (sous-figures (a) et (b) de la figure III.40), on peut voir qu'à l'intérieur de la tuyère, en absence de marche, la couche limite se développe sans la présence de perturbations contrairement à celles que l'on voyait vers $x/D_j \approx -0.2$ pour la simulation *h0* présentée dans la section III.3.3.1 (cf. figure III.24). De plus, au niveau des lèvres de la tuyère, au lieu des petites fluctuations, la couche de cisaillement est laminaire puis se déstabilise vers $x/D_j \approx 0.05$, ce que l'on voit avec la présence des enroulements tourbillonnaires. Ces observations renforcent la conclusion faite dans les sections précédentes selon laquelle ces fluctuations étaient dues à la sous-résolution azimutale du maillage. Nous voyons encore l'intérêt d'avoir une résolution azimutale importante.

En regardant les champs de vorticité pour les simulations $h4dr$ et $h4drdx$ (sous-figures (c)   (f) de la figure III.40), on se rend compte qu'en sortie de tuyère, malgré la présence de la marche, les allures ne sont pas très différentes de celle obtenue avec la simulation $h0dr$. La couche de cisaillement pour ces deux simulations semble se déstabiliser à la même position $x/D_j \approx 0.05$ que pour la simulation $h0dr$ sans marche. Le champ de vorticité de la simulation $h4drdx$ semble cependant s'évaser moins rapidement que pour les autres simulations.

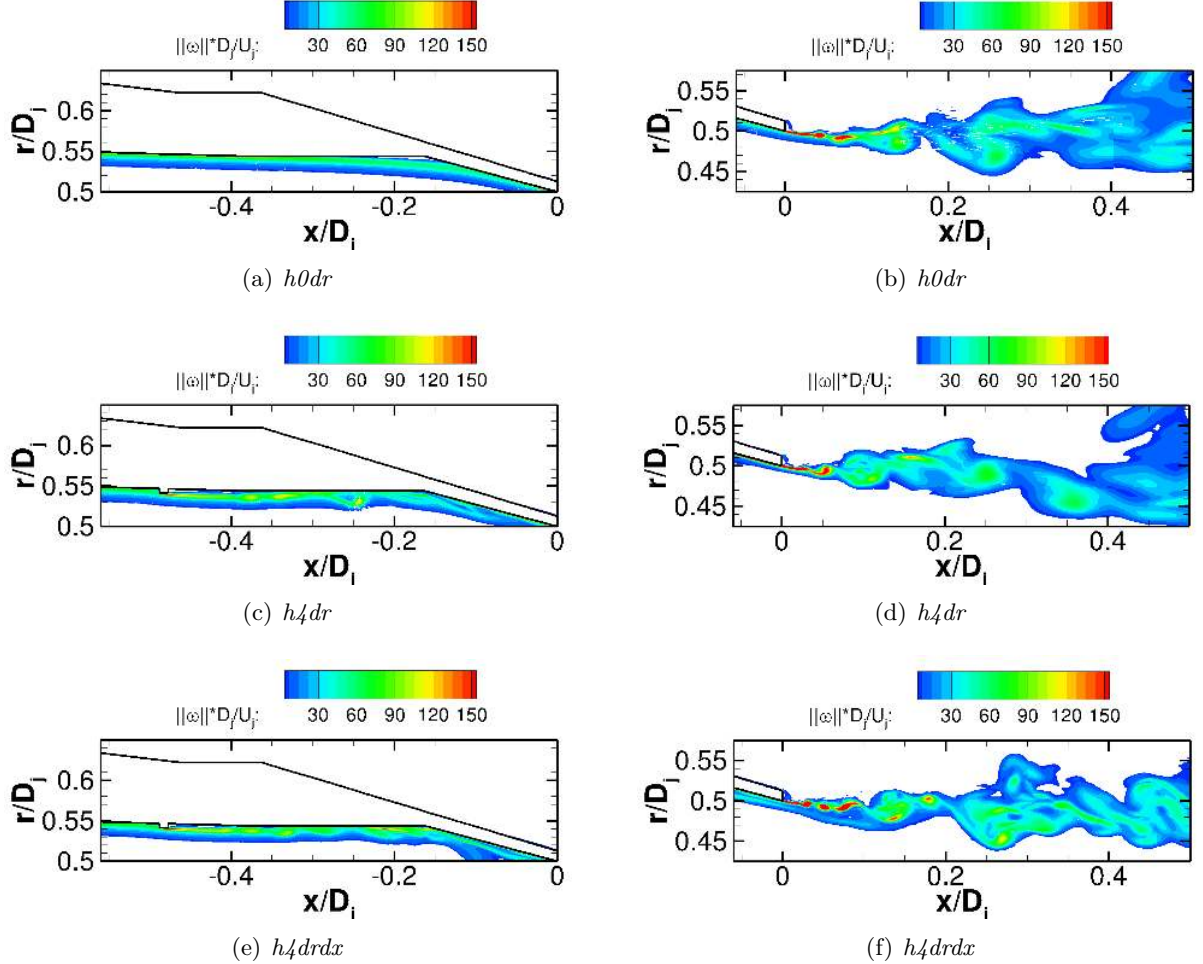


Figure III.40 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (  gauche) et en aval de l'éjection (  droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec 480 plans azimutaux, avec ou sans marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$ et avec différentes discrétisations en sortie de tuyère (voir tableau III.7).

Quand on regarde les niveaux de turbulence représentés par l'évolution du maximum de vitesse axiale rms (cf. figure III.41) dans la tuyère et en aval de l'éjection, on retrouve les conclusions faites précédemment. Les simulations $h4dr$ et $h4drdx$ ont des niveaux similaires dans la tuyère et en sortie de tuyère on obtient un taux de turbulence de l'ordre de 5.5% . En comparant avec la simulation $h0dr$, on voit bien l'effet marqué de la marche dans la tuyère. En l'absence de marche les niveaux de turbulence dans la tuyère et en sortie de tuyère restent très faibles, de l'ordre de 0.2% , contrairement à ce que l'on pouvait voir avec les simulations à 160 plans azimutaux. La résolution azimutale plus élevée permet ainsi de mieux mettre en avant l'action de la marche. En aval de l'éjection, les trois simulations ont des évolutions similaires avec une forte croissance jusqu'à une valeur pic de l'ordre de 20% puis une décroissance pour se stabiliser à une valeur de l'ordre de 15% . En présence de marche, la forte croissance en sortie de tuyère du niveau maximal de u_{xrms} commence légèrement plus en amont qu'en l'absence de

marche, ceci est dû à la présence de la marche qui augmente les niveaux de turbulence en sortie de tuyère. De plus, pour la simulation $h4drdx$, les niveaux se stabilisent plus rapidement vers la valeur seuil de 15%, ce qui indique une transition vers la turbulence moins marquée et donc un développement de la couche de cisaillement moins rapide.

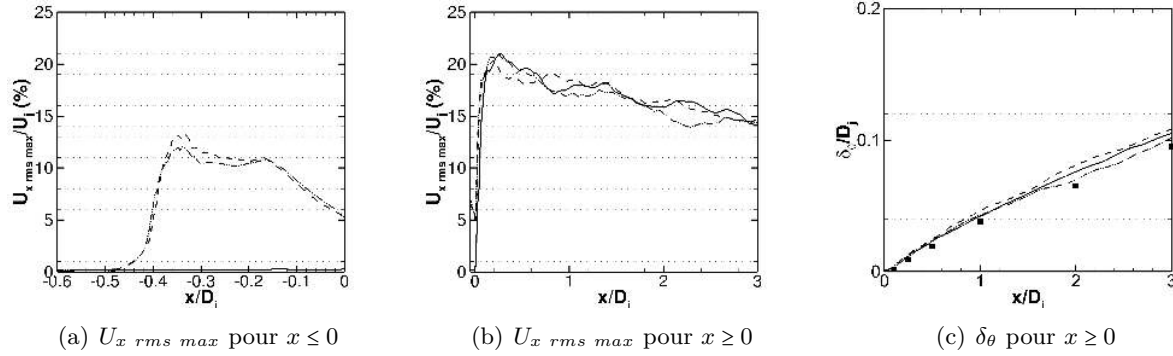


Figure III.41 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c). ■, EXP; —, $h0dr$; - - -, $h4dr$; - · - · -, $h4drdx$

Sur les évolutions d'épaisseur de quantité de mouvement dans la couche de cisaillement (cf. sous-figure (c) de la figure III.41), on peut voir que la simulation $h4drdx$ a une croissance plus lente que les simulations $h0dr$ et $h4dr$, notamment pour $x/D_j \geq 2$. Ceci peut être en lien avec le déraffinement plus doux du maillage dans la direction axiale pour la simulation $h4drdx$.

Les conclusions faites ci-dessus se retrouvent sur les expansions de la couche de cisaillement présentées sur la figure III.42 pour les trois simulations. La simulation $h4drdx$ présente une expansion de la couche de cisaillement moins rapide que les deux autres simulations qui, elles, présentent des développements très similaires. La stabilisation plus rapide des niveaux rms dans la couche de cisaillement, grâce à l'étirement moins rapide du maillage dans la direction axiale, favorise ainsi un développement plus doux de la couche de cisaillement. En comparant les simulations $h0dr$ et $h4dr$, il apparaît que le déraffinement rapide du maillage dissipe l'effet que peut avoir la marche, menant ainsi à des développements de la couche de cisaillement similaires.

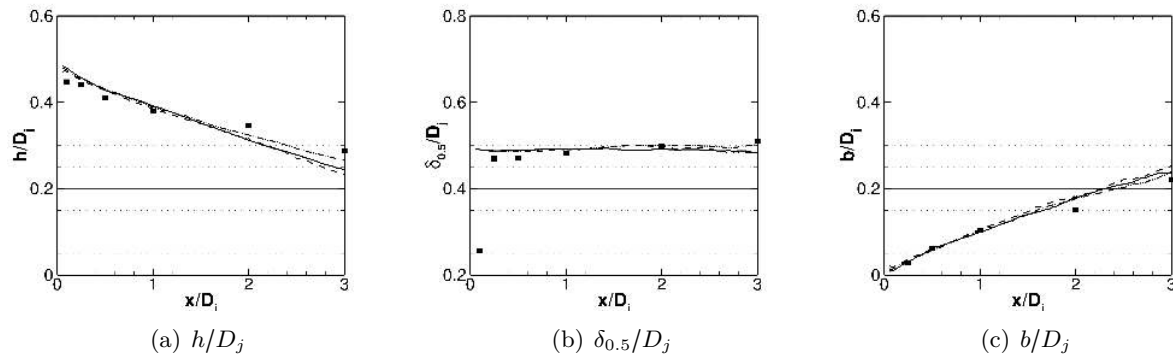


Figure III.42 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, $h0dr$; - - -, $h4dr$; - · - · -, $h4drdx$

Enfin, l'effet de la marche est également visible sur les DSPs à proximité de la sortie de tuyère. Sur la figure III.43, à $x/D_j = 0.05$, la simulation sans marche $h0dr$ présente des niveaux

spectraux inférieurs à ceux des simulations avec marche $h4dr$ et $h4drdx$. Plus en aval, l'effet de la marche n'est plus visible mais nous pouvons voir l'effet de la fréquence de coupure du maillage sur les hautes fréquences des DSPs. Les DSPs de la simulation $h4drdx$ présentent en effet une fréquence de coupure plus élevée que celles des simulations $h0dr$ et $h4dr$. Ceci rejoint les résultats de la section III.3.3.2. La fréquence de coupure plus élevée de la simulation $h4drdx$ est directement liée au déraffinement plus lent du maillage dans la direction axiale. Comme on peut le voir, cette fréquence de coupure plus élevée permet aux DSPs de respecter une décroissance en $St^{-5/3}$ pour les fréquences $St \in [3; 10]$, ce qui n'est pas le cas des DSPs des simulations $h0dr$ et $h4dr$.

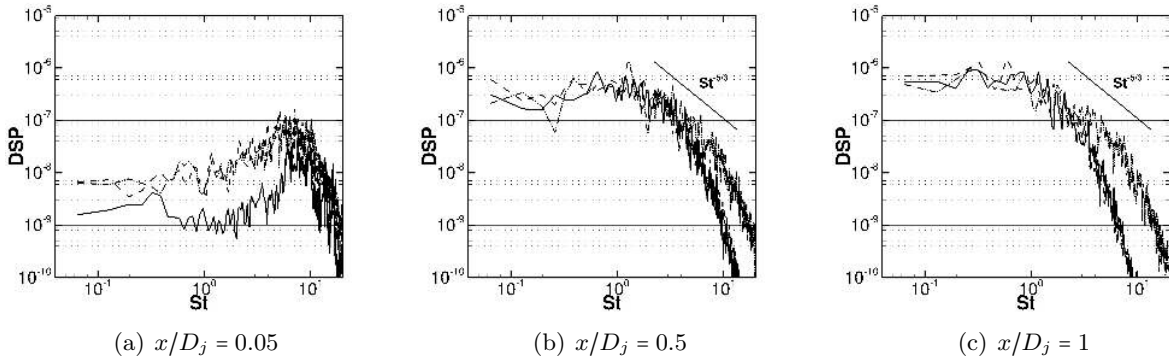


Figure III.43 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. —, $h0dr$; - - -, $h4dr$; - · - · -, $h4drdx$

En conclusion, augmenter la résolution azimutale du maillage a une grande influence sur le développement de la couche de cisaillement, comme on a pu le voir dans la section précédente. Cette augmentation de la résolution azimutale ne remet pas en cause les conclusions faites à partir d'une résolution azimutale plus faible sur les effets de la présence d'une marche et du déraffinement axial en sortie de tuyère. Au contraire, elle renforce les effets de la présence de la marche et du déraffinement axial. Ainsi la marche permet d'augmenter de manière significative le niveau de turbulence en sortie de tuyère. Il apparaît cependant nécessaire d'avoir une croissance lente de la taille des cellules dans le développement de la couche de cisaillement. Comme mentionné dans la section III.3.3.2, le déraffinement plus doux du maillage permet de résoudre une plus large bande fréquentielle de structures turbulentes et ceci sur une plus grande distance. Ce qui influence directement le développement de la couche de cisaillement en permettant à celle-ci de supporter plus longtemps les structures turbulentes engendrées par la marche et ainsi d'avoir un comportement plus proche des données expérimentales.

III.3.3.6 Effet de la position de la marche

Comme la taille de maille axiale entre la marche et l'éjection de la tuyère est maintenue constante dans la tuyère, il pourrait être intéressant de déplacer la marche vers l'aval, pour réduire le nombre de mailles dans la tuyère. Il est cependant nécessaire de vérifier si les tendances observées avec la marche positionnée à $x_m/D_j = -0.5$ sont conservées. Pour cela nous réalisons une simulation avec une marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$ et positionnée à $x_m/D_j = -0.25$. Cette simulation est comparée à celle faite avec une marche de même hauteur mais positionnée à $x_m/D_j = -0.5$. La grille de maillage utilisée est la grille $drdx$ avec 480 plans azimutaux. Les caractéristiques des simulations servant à l'étude la position de la marche sont données dans le tableau III.8.

nom	grille	$h_m/D_j(\%)$	x_m/D_j	n_θ	$r_j.\Delta\theta/D_j(\%)$	N. C. ($\times 10^6$)
Xm0.25	drdx	0.5	-0.25	480	0.65	36.5
Xm0.5	drdx	0.5	-0.5	480	0.65	36.5

Tableau III.8 – Caractéristiques des deux cas testés pour l'étude de l'effet de la position de la marche à hauteur de marche et grille de maillage fixes.

Sur les champs de vorticité instantanée présentés sur la figure III.44, nous pouvons voir que pour la simulation avec la marche située à $x_m/D_j = -0.25$ les niveaux de vorticité dans la tuyère sont plus faibles que pour la simulation avec la marche située plus en amont. Les structures turbulentes ont une plus courte distance pour se développer avant d'arriver au becquet qui accélère l'écoulement et le rend plus laminaire. En aval de l'éjection, les deux simulations *Xm0.25* et *Xm0.5* ont des champs de vorticité similaires sur lesquels la couche de cisaillement se déstabilise vers $x/D_j \approx 0.05$ pour ensuite devenir turbulente.

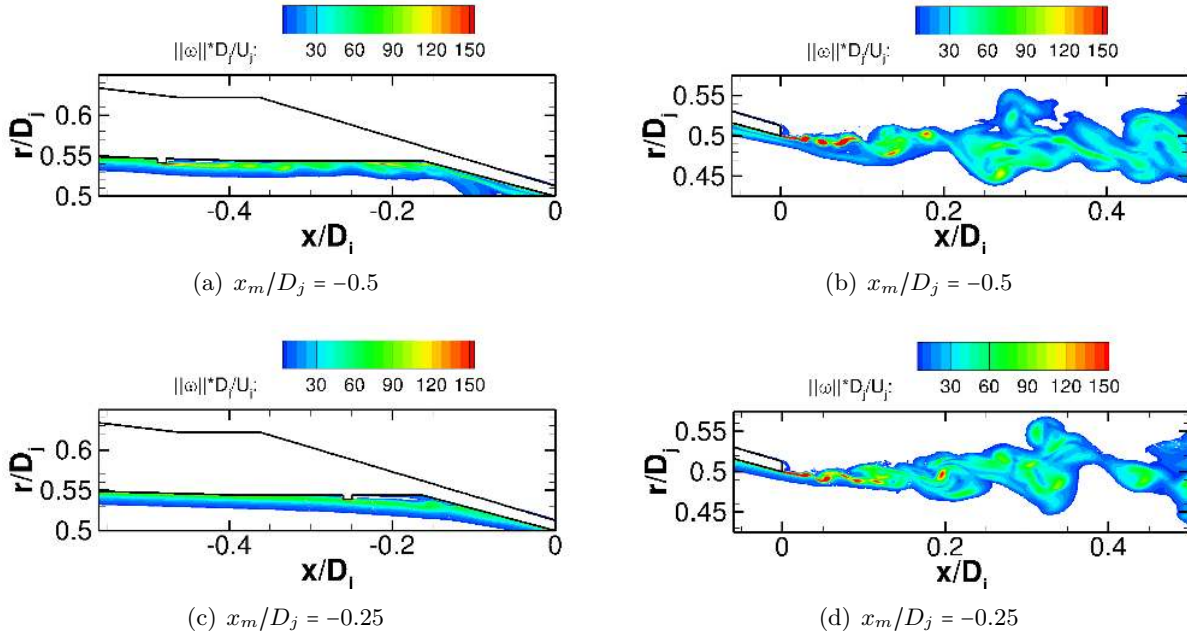


Figure III.44 – Instantanés de la norme de la vorticité $\|\omega\|$ dans la tuyère (  gauche) et en aval de l'éjection (  droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45  avec la grille drdx avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$, 480 plans azimutaux et deux positions de la marche $x_m/D_j = -0.5$ et $x_m/D_j = -0.25$.

Les évolutions du niveau maximal de vitesse axiale rms présentées sur la figure III.45 mettent bien en évidence les comportements identifiés sur les champs de vorticité. Pour la simulation *Xm0.25*, les niveaux de turbulence croissent juste en aval de la marche de manière similaire à la simulation *Xm0.5*. Mais cette croissance est stoppée par la présence du becquet vers $x/D_j = -0.15$ qui fait chuter les niveaux de turbulence pour les deux simulations. Comme les niveaux de turbulence de la simulation *Xm0.25* sont à un niveau plus faible au niveau du becquet que ceux de la simulation *Xm0.5* ($\sim 7\%$ contre $\sim 10\%$), on obtient un taux de turbulence en sortie de tuyère plus faible pour la simulation *Xm0.25*. En effet, en sortie de tuyère la simulation *Xm0.25* présente un taux de turbulence de l'ordre de 1.5% contre 5.5% obtenu avec la simulation *Xm0.5*. En aval de l'éjection, les deux simulations présentent une forte croissance jusqu'à environ 20% puis une décroissance avec une stabilisation vers 15%. On peut toutefois noter que la simulation

avec la marche située à $x_m/D_j = -0.5$ a un niveau de turbulence qui redécroît plus rapidement pour se stabiliser à 15%. Cela peut être dû au niveau initial de turbulence plus élevé.

Bien que les deux simulations aient des niveaux initiaux de turbulence différents, elles ont des évolutions de l'épaisseur de quantité de la couche de cisaillement (cf. sous-figure (c) de la figure III.41) très similaires. La simulation $Xm0.5$ présente une croissance légèrement plus lente que la simulation $Xm0.5$.

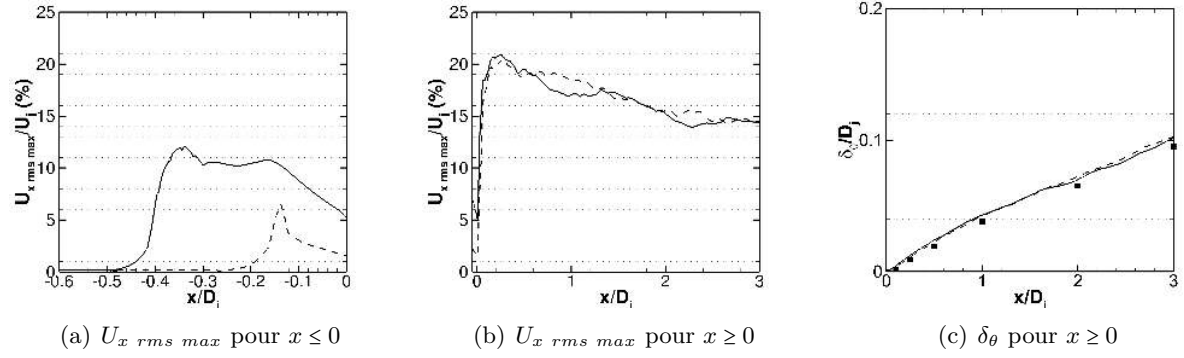


Figure III.45 – Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c). ■, EXP; —, $x_m/D_j = -0.5$; - - -, $x_m/D_j = -0.25$

Les similarités entre les deux simulations se retrouvent aussi sur l'expansion de la couche de cisaillement, comme on peut le voir sur la figure III.46. Les deux simulations présentent des champs de vitesse qui se développent de manière similaire et très proche des données expérimentales.

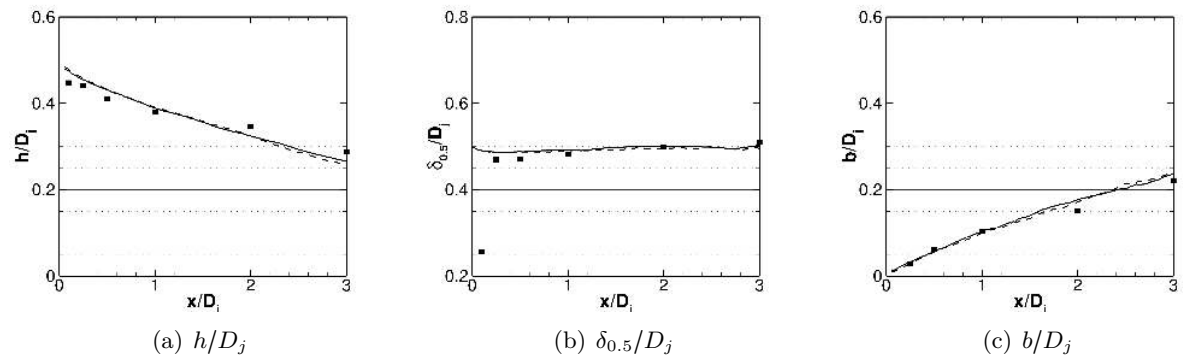


Figure III.46 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b . ■, EXP; —, $x_m/D_j = -0.5$; - - -, $x_m/D_j = -0.25$

Quand on regarde sur la figure III.47 les DSPs de vitesse radiale fluctuante, on se rend compte des similarités entre les deux simulations. Cependant, la simulation $Xm0.25$ présente des niveaux spectraux inférieurs à ceux de la simulation $Xm0.5$ à proximité de l'éjection $x/D_j = -0.5$. Comme mentionné précédemment, ceci vient directement des niveaux inférieurs de turbulence en sortie de tuyère. On voit un effet localisé de la position de la marche sur le développement de la couche de cisaillement.

Ainsi, avancer la marche à $x_m/D_j = -0.25$ mène à un niveau de turbulence inférieur dans la tuyère et en sortie de tuyère ($\sim 1.5\%$ contre $\sim 5.5\%$). Cela entraîne de légers écarts très localisés

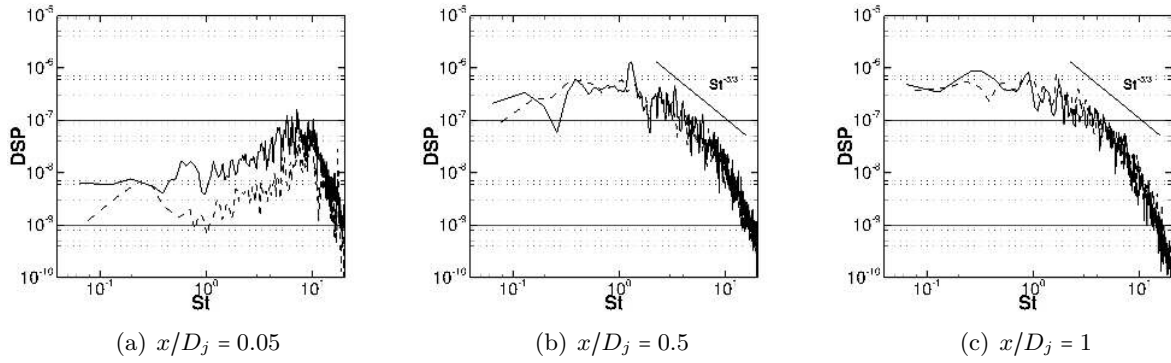


Figure III.47 – Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r , normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales. — , $x_m/D_j = -0.5$; - - - , $x_m/D_j = -0.25$

sur le développement de la couche de cisaillement avec notamment un développement un plus rapide de la couche de cisaillement. Malgré le fait que ces écarts soient faibles, nous décidons de conserver la marche à $x_m/D_j = -0.5$ pour conserver le plus haut taux initial de turbulence.

III.3.4 Synthèse

Cette étude paramétrique sur un secteur de 45° a permis de mettre en avant l'importance de la marche et du maillage sur la déstabilisation de la couche limite turbulente dans la tuyère et le développement de la couche de cisaillement. Il est nécessaire d'avoir une hauteur de marche $h_m/D_j = 0.5\%$ avec des mailles assez fines en paroi pour bien déstabiliser la couche limite. C'est ensuite le déraffinement axial et la discrétisation azimutale qui permettent à la turbulence d'être supportée et de se développer dans la couche de cisaillement. Les meilleurs résultats sont obtenus avec 960 plans azimutaux, même si les résultats avec 480 plans sont assez proches.

Ces paramètres permettent d'obtenir un taux de turbulence en sortie de l'ordre de 5.5% et un développement de la couche de cisaillement en accord avec les données expérimentales. Les spectres de vitesse dans la couche de cisaillement ainsi simulée présentent une décroissance en $St^{-5/3}$, en accord avec un comportement turbulent, et ceci très proche de la sortie de tuyère. Entre les premières et les dernières simulations de ce chapitre, des progrès significatifs ont été réalisés sur la représentativité des calculs.

III.4 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté la méthodologie utilisée pour mettre au point une simulation permettant de reproduire au mieux la configuration expérimentale. Nous avons vu la nécessité de déclencher la turbulence dans la tuyère et d'avoir un maillage permettant de supporter cette turbulence. Une étude paramétrique a notamment été réalisée sur des effets de maillage ainsi que la marche servant à déclencher la turbulence.

Cependant, un maillage sur 360° avec les meilleurs paramètres identifiés dans l'étude paramétrique conduirait à un maillage de l'ordre de $600 \cdot 10^6$ cellules. Une demande de ressources informatiques a été faite auprès du GENCI mais cette dernière a été refusée. Afin de pouvoir réaliser le calcul à l'ONERA dans un délai raisonnable, nous décidons donc d'alléger le maillage en prenant notamment 480 plans azimutaux au lieu des 960 plans initiaux prévus. Pour les mêmes raisons, la fréquence de coupure du maillage initialement prévue pour résoudre les fréquences jusqu'à $St = 1.5$ a été abaissée à $St = 1$. Nous obtenons ainsi un maillage de

l'ordre de 240.10^6 cellules. La simulation ainsi réalisée est présentée et validée par rapport aux données expérimentales dans le chapitre IV suivant. Elle sera ensuite analysée dans le chapitre V.

Chapitre IV

Validation de la LES d'un jet chaud subsonique turbulent sur un domaine 360°

Sommaire

IV.1 Paramètres de la simulation	98
IV.1.1 Paramètres de maillage	98
IV.1.2 Méthodes numériques et conditions aux limites	100
IV.1.3 Rayonnement en champ lointain	102
IV.1.4 Base de données	102
IV.2 Validation et effets de maillage	103
IV.2.1 Couche de cisaillement	104
IV.2.2 Développement du jet	111
IV.2.3 Pression en champ proche	114
IV.2.4 Pression en champ lointain	118
IV.3 Conclusion	121

Ce chapitre a pour but de présenter la simulation numérique réalisée à partir des paramètres identifiés dans le chapitre précédent. Afin de valider cette simulation les résultats sont confrontés à une base de données expérimentales intégrant des mesures dans l'écoulement, dans le champ proche ainsi que dans le champ lointain. Certains travaux issus de la littérature servent également de comparaison. Enfin, d'autres simulations réalisées sur la même configuration de jet mais avec des maillages différents permettent d'étudier l'effet de certains paramètres de maillage sur le développement du jet ainsi que sur l'acoustique rayonnée.

IV.1 Paramètres de la simulation

IV.1.1 Paramètres de maillage

Suite à l'étude paramétrique présentée au chapitre précédent, les paramètres de maillage correspondant à la configuration h_4drdx^1 avec 480 plans azimutaux ont été retenus. Ces paramètres sont rappelés dans la suite. Le domaine de calcul est le même que celui employé précédemment, à savoir un domaine cylindrique qui s'étend de $x/D_j = -29$ à $x/D_j = 100$ et avec un rayon de $80D_j$. Le maillage utilisé est axisymétrique et structuré. L'axe a été pris en compte au moyen d'un maillage en "O-H". Une zone raffinée à l'aval de la sortie de tuyère qui s'étend de $(x/D_j = 0 ; r/D_j = 2)$ à $(x/D_j = 25 ; r/D_j = 5)$ et en amont de la sortie de tuyère jusqu'à $(x/D_j = -2 ; r/D_j = 2.4)$ a été définie pour obtenir une bonne résolution du développement de l'écoulement du jet. Pour cette simulation, il a été choisi d'élargir la zone raffinée (à $x/D_j = 25$, $r/D_j = 5$ contre 4 précédemment) car pour les calculs précédents, cette zone était trop étroite et des niveaux de vorticité non négligeables étaient observés à proximité de la frontière latérale. Dans cette zone, la taille de maille maximale est $\Delta x_{max} = \Delta r_{max} = 3.3$ mm, ce qui permet de résoudre les ondes acoustiques jusqu'à $St \approx 1$ en prenant 20 points par longueur d'onde. La fréquence de coupure du maillage dans la zone raffinée est inférieure à celle utilisée dans le chapitre précédent ($St \approx 1.5$) afin de diminuer la taille du maillage et ainsi le temps de restitution du calcul.

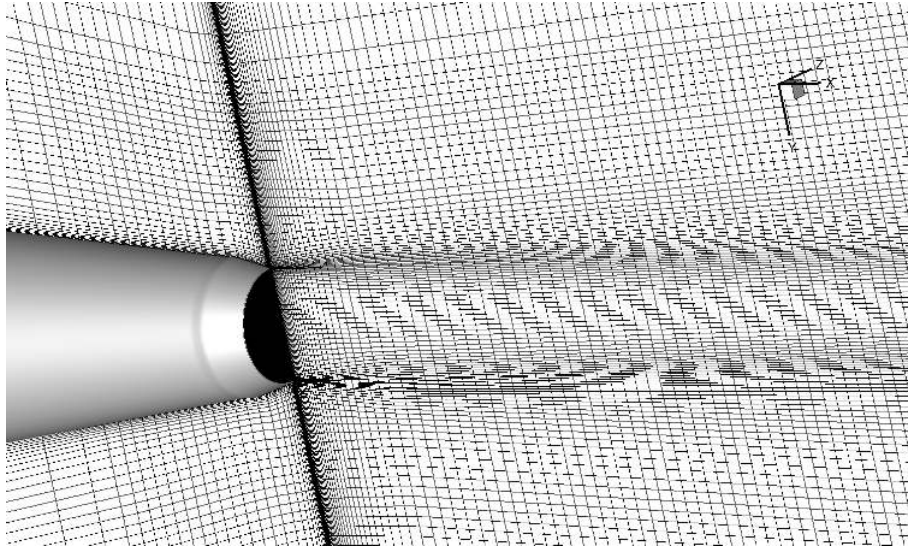


Figure IV.1 – Vue 3D de la tuyère ainsi qu'une coupe du maillage dans le plan $z = 0$. Seulement un point sur cinq du maillage est représenté.

La marche utilisée pour déclencher la turbulence à l'intérieur de la tuyère est située à $x/D_j = -0.5$ (cf. figure III.11). La marche a une hauteur $h_m = 0.4$ mm, soit $h_m/D_j = 0.05$, et est discrétisée avec 16 mailles. La taille de maille radiale à la paroi est ainsi $\Delta r = 0.025$ mm. La taille de maille dans la direction axiale au niveau de la marche est deux fois celle dans la direction radiale, soit $\Delta x = 0.05$ mm. La taille de maille axiale est maintenue constante de la marche jusqu'à la sortie de tuyère, i.e. pour $x/D_j \in [-0.5 ; 0]$, et est ensuite étirée à un taux inférieur à 1%. Avec ce déraffinement axial, la taille de maille maximale dans la direction axiale Δx_{max} est atteinte en aval de la fin du cône potentiel dont la longueur est estimée à $L_c \approx 5.4D_j$ d'après les mesures[110] (L_c a été prise à $\bar{U}_x/U_j = 0.95$). La taille de maille axiale du maillage est ensuite maintenue constante jusqu'à la frontière aval de la zone raffinée à $x/D_j = 25$. Enfin, un étirement à un taux de l'ordre de 10% est appliqué jusqu'aux frontières du domaine de calcul

1. voir la section III.3 du chapitre III

pour dissiper les ondes acoustiques et ainsi éviter les réflexions parasites. Le maillage est étiré dans la direction radiale à un taux de l'ordre de 2.5% jusqu'aux frontières de la zone raffinée puis à un taux de 10% jusqu'aux frontières du domaine de calcul. À l'intérieur de la tuyère, le déraffinement du maillage est inférieur à 2.5%.

Comme mentionné précédemment, la grille de maillage est axisymétrique et correspond ainsi, dans le domaine complètement 360°, à une rotation d'une grille 2D, sauf autour de l'axe pour lequel un maillage en "O-H" a été utilisé. Pour cette simulation, la discrétisation azimutale a été fixée à 480 plans azimutaux. Bogey *et al.*[24] ont testé différentes résolutions azimutales et ont montré que les maillages étaient convergés à partir d'environ 1000 plans azimutaux, ce qui est à peu près deux fois le nombre utilisé ici. Cependant dans leurs travaux, la grille avec 512 plans azimutaux montrait des résultats satisfaisants comparée aux grilles avec 1024 plans azimutaux en ce qui concerne l'écoulement et les niveaux acoustiques. Cela a été confirmé lors de l'étude paramétrique menée dans le chapitre III, en comparant sur un secteur à 45°, les résultats d'un calcul fait avec 480 plans azimutaux et un calcul fait avec 960 plans. Il a donc été décidé d'utiliser « seulement » 480 plans azimutaux et ceci afin d'avoir un temps de restitution compatible avec les travaux envisagés dans la thèse. Avec ces paramètres, à la sortie de tuyère, à proximité des lèvres, on a $\Delta x/D_j \approx 0.06\%$, $\Delta r/D_j \approx 0.03\%$ et $r_j \cdot \Delta \theta/D_j \approx 0.6\%$ (avec $r_j = D_j/2$). Le maillage n'est peut-être pas suffisamment isotrope dans le développement initial de la couche de cisaillement (pour $x/D_j \leq 1$) comme recommandé par Bogey *et al.*[24] ou Brès *et al.*[26]. Tous ces paramètres sont résumés dans le tableau IV.1 et les figures IV.2 et IV.3, où la grille décrite ci-dessus est nommée *Very Fine*.

Nom	$\Delta x/D_j(\%)$	$\Delta r/D_j(\%)$	$r_j \cdot \Delta \theta/D_j(\%)$	St_{coup}	N. C.	N. F.	$T.U_j/D_j$
Huet[72]	0.25	0.25	2.6	0.5	30	90	300
Huet_480	0.25	0.25	0.6	0.5	120	360	300
<i>Fine</i>	0.06	0.03	2	1.5	67	202	75
<i>Very Fine</i>	0.06	0.03	0.6	1	240	720	500

Tableau IV.1 – Caractéristiques des différentes grilles de maillage, $\Delta x/D_j$ and $\Delta r/D_j$ sont donnés à proximité de $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 0.5$. N. C. et N. F. représentent respectivement les nombres de cellules et de faces ($\times 10^6$) et T la durée simulée.

Dans le tableau, trois autres grilles de maillage structuré avec des caractéristiques différentes sont également décrites. Toutes les trois ont été utilisées sur la même tuyère avec la même configuration de jet. La méthodologie de maillage (grille axisymétrique et maillage en "O-H" sur l'axe) appliquée ici est la même que celle utilisée pour les autres grilles. Le premier maillage est issu des travaux de Huet[72]. Ce maillage composé de 120 plans azimutaux a été utilisé en 2012 pour étudier les effets de couches limites externe et interne sur le bruit de jet. La grille Huet_480 correspond à la même grille 2D que la première, avec 480 plans en azimut. La zone autour de l'axe a été adaptée pour prendre en compte la nouvelle résolution azimutale. On peut se référer à Huet[74] pour avoir plus d'informations sur la simulation Huet_480. Le troisième maillage (*Fine*) est celui présenté dans le chapitre précédent pour le premier test d'un maillage avec une marche (voir section III.2.2.1 du chapitre III). Les deux premiers maillages sont des maillages de référence sans aucune perturbation pour déclencher la turbulence dans la tuyère et avec des tailles de maille axiale, radiale et azimutale différentes (voir le tableau IV.1).

Pour rappel, sur la grille de maillage *Fine*, une marche de hauteur $h_m = 0.1$ mm a été utilisée, cette marche est 4 fois plus petite que celle utilisée pour la simulation présentée dans ce chapitre (*Very Fine*). De plus, pour le maillage *Fine*, les tailles de maille axiale et radiale, au niveau des parois internes de la tuyère, ont été raffinées par rapport à la simulation Huet pour prendre en compte l'action de la marche, correspondant ainsi aux tailles utilisées pour la simulation *Very Fine*. Cependant les déraffinements axial et radial du maillage *Fine* sont différents comme on

peut le voir sur la figure IV.3, le déraffinement axial étant plus fort que pour la grille *Very Fine*. La taille de maille axiale maximale dans la zone raffinée est atteinte aux alentours de $x/D_j = 1$ pour la simulation *Fine* contre $x/D_j \approx 8$ pour la simulation *Very Fine*.

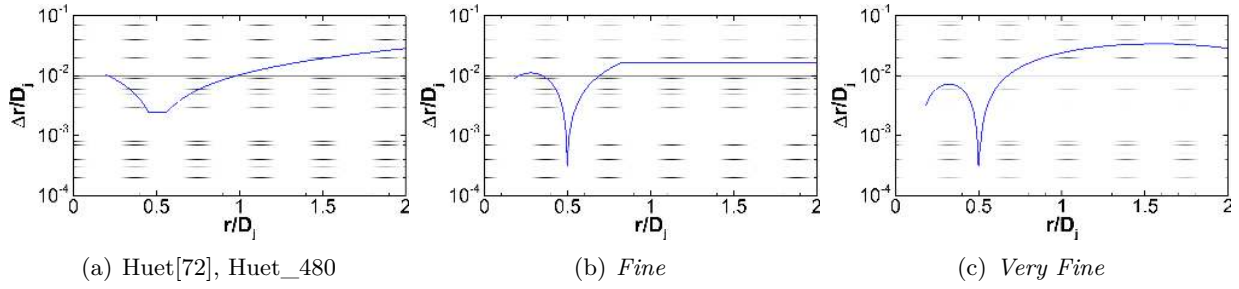


Figure IV.2 – Comparaison des discrétisations radiales en sortie de tuyère (i.e. à $x/D_j = 0$) pour les trois grilles de maillage.

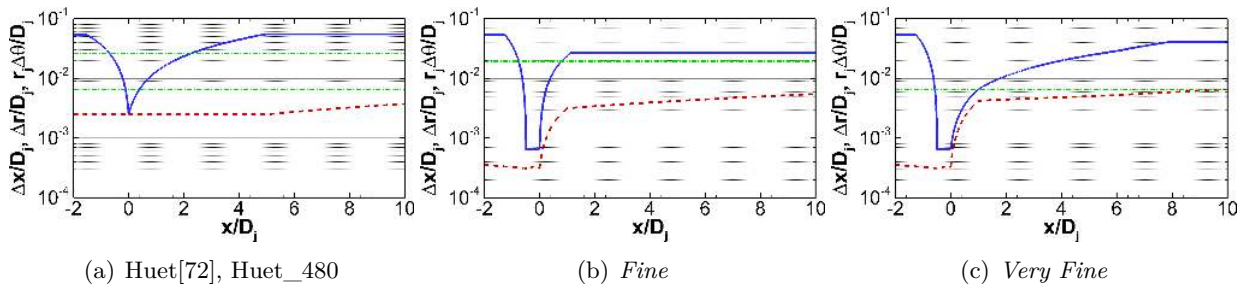


Figure IV.3 – Comparaison des discrétisations axiale (—), radiale (---) et azimutale (-.-.-) le long d'une ligne de maillage à $r/D_j = 0.5$ à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère pour les trois grilles de maillage.

Avec ces trois grilles de maillage réalisées avec des tailles de maille en paroi de tuyère différentes, des étirements du maillage différents et des discrétisations azimutales différentes (120 plans azimutaux pour la grille Huet, 160 plans pour la grille *Fine* et 480 plans pour la grille Huet_480), nous sommes capables d'étudier les effets de certains paramètres de maillage sur l'écoulement et sur le champ de pression. Ceci n'était pas possible pour la pression dans l'étude paramétrique faite au chapitre précédent.

En 2005, une autre grille de maillage structuré a été faite pour la tuyère $\phi 80$ pour la même configuration de jet par Muller[109] et Muller *et al.*[110, 111]. Depuis, les capacités informatiques et le code de calcul ont été fortement améliorés, ces améliorations ont bénéficié à la simulation présentée dans ce chapitre. La grille de Muller *et al.*, étant trop grossière par rapport à celles présentées ici (seulement 1.5×10^6 mailles), n'est pas considérée dans ce chapitre. En résumé, Muller a réussi à reproduire la structure azimutale du champ proche de pression mais la longueur du cône potentiel était sous-estimée ($3.3D_j$ au lieu de 5.4 mesurée) et l'amplitude des niveaux rms de pression était surestimée (environ 8 dB).

IV.1.2 Méthodes numériques et conditions aux limites

Comme pour les calculs obtenus dans le chapitre précédent, la simulation présentée dans ce chapitre a été faite avec le code CEDRE développé à l'ONERA. La simulation a été réalisée avec un schéma spatial d'ordre deux et des schémas temporels implicites. Un schéma temporel implicite d'ordre un avec un pas de temps $\Delta t = 10^{-6}$ s a été d'abord choisi pour laisser l'écoulement du jet se développer pendant une durée physique de l'ordre de 30 ms. Puis un schéma temporel implicite Runge-Kutta d'ordre deux avec un pas temps $\Delta t = 5.10^{-7}$ s a été utilisé pour le calcul du champ moyen et le rayonnement acoustique. Cette seconde étape a permis de calculer

une durée physique de l'ordre de 100 ms, ce qui représente environ $500D_j/U_j$ unités de temps convectives. Durant cette étape environ 205000 itérations ont été calculées sur 900 processeurs pour un temps de calcul estimé de l'ordre de 2.10^6 heures CPU.

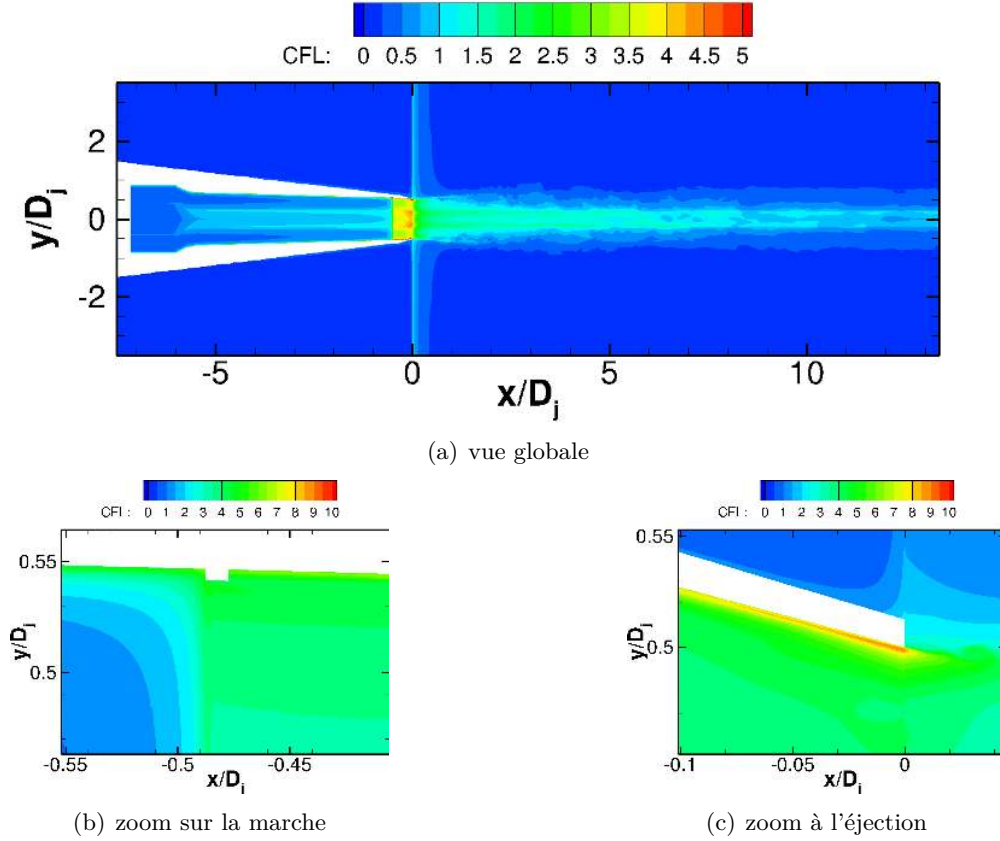


Figure IV.4 – Vue globale (a) et zoom au niveau de la marche (b) et de la sortie de tuyère (c) des valeurs de CFL dans le plan $(x ; y)$

Les tailles de maille ainsi que le pas de temps choisis permettent d'obtenir des valeurs de CFL inférieures à 1 en dehors du jet, là où l'acoustique est rayonnée, et de l'ordre de 2 dans le jet (voir la figure IV.4). Les valeurs maximales de CFL sont localisées au niveau des lèvres de la tuyère, là où le fluide est accéléré par le becquet et là où les mailles sont les plus petites. Cependant, la dissipation numérique pouvant être entraînée par ces hautes valeurs de CFL est minimisée par l'utilisation d'un schéma implicite d'ordre 2.

Dans la tuyère, des profils uniformes de pression totale et de température totale sont imposés en entrée de domaine, permettant ainsi de laisser les couches limites se développer librement. À l'extérieur de la tuyère, une pression statique $p_0 = 101325$ Pa est imposée comme condition de sortie d'écoulement. Sur les frontières amont et latérales du domaine de calcul, une température statique $T_0 = 280$ K et une vitesse $U_\infty = 5$ m.s⁻¹ sont imposées. La grille de maillage est étirée à partir d'une zone raffinée dans laquelle l'écoulement est calculé de manière précise, jusqu'aux frontières du domaine afin de dissiper les ondes acoustiques avant que celles-ci n'atteignent les frontières et ainsi éviter des réflexions parasites. Les parois de la tuyère sont supposées adiabatiques. La simulation a été faite au nombre de Reynolds expérimental en utilisant le modèle de sous-maille de Smagorinsky[128] ($C_s = 0.1$).

IV.1.3 Rayonnement en champ lointain

Le rayonnement acoustique est réalisé à partir de la formulation de Ffowcs Williams & Hawkings[55] (FW-H) en surface poreuse disponible dans le code KIM développé à l'ONERA, pour plus de détails voir Rahier *et al.*[114]. Cette formulation permet de calculer des signaux temporels de pression à n'importe quel point d'écoute en intégrant la solution de l'écoulement sur une surface de contrôle entourant le jet et contenant tous les termes sources. Cette formulation est préférée à celle de Kirchhoff[103, 104] qui a tendance à générer du bruit parasite, tout particulièrement pour les jets chauds comme montré par Rahier *et al.*[114].

Dans le cas présent, deux surfaces de contrôles ont été utilisées afin d'étudier l'effet de la position de la surface sur la pression rayonnée. Ces surfaces s'étendent sur toute la longueur de la zone raffinée, i.e. de $x/D_j = -2$ à $x/D_j = 25$ et sont toutes deux situées à l'intérieur de la zone raffinée. Aucune fermeture n'a été utilisée pour les deux extrémités afin d'éviter la contamination des signaux de pression par du bruit parasite généré par la turbulence pouvant traverser la surface ; pour une surface suffisamment longue, il a été montré[114] que les résultats n'étaient pas affectés.

Pour la simulation présentée dans ce chapitre, les microphones en champ lointain sont situés à $75D_j$ de la tuyère pour les directions allant de 20° à 140° , permettant ainsi de se comparer aux mesures. Les signaux de pression en champ proche, calculés directement par la simulation et en dehors de la zone raffinée, sont sujets à la dissipation numérique pour les hautes fréquences supérieures à la fréquence de coupure de la zone raffinée. Ainsi, ils sont également calculés à partir de la méthode de Ffowcs Williams & Hawkings (cf. section IV.2.3). À l'intérieur de la zone raffinée, il a été vérifié que la dissipation numérique était négligeable pour les fréquences inférieures à $St = 1$.

IV.1.4 Base de données

Afin de pouvoir exploiter la simulation numérique, différents stockages de signaux temporels ont été réalisés. Ils sont représentés sur la figure IV.5 et dans le tableau IV.2. Comme mentionné dans la section précédente, deux surfaces de contrôle $S1$ et $S2$ ont été utilisées pour le rayonnement en champ lointain avec la formulation en surface poreuse de Ffowcs Williams & Hawkings. Elles permettront de vérifier que la dissipation numérique est bien négligeable dans cette zone et que le champ acoustique rayonné n'est pas perturbé par des fluctuations turbulentes traversant les surfaces. Les deux surfaces de contrôle commencent en amont de l'éjection, permettant ainsi de prendre en compte les ondes acoustiques rayonnées vers l'amont. Les surfaces suivant les lignes de maillage, les valeurs r_{min} indiquées dans le tableau correspondent à la position radiale de la surface à $x/D_j = 0$. La surface $S1$ commence à $(x/D_j = -2 ; r/D_j = 2)$ et la surface $S2$ à $(x/D_j = -2 ; r/D_j = 2.4)$. Des signaux sont également stockés dans le champ proche, sur l'axe du jet, dans la couche de cisaillement et en fin de cône potentiel. Deux stockages sont réalisés dans la couche de cisaillement, un sous forme d'un volume incluant la couche de cisaillement pour $x/D_j \leq 0.5$ et l'autre consistant en plusieurs capteurs répartis sur un cylindre dans la couche de cisaillement à $r/D_j = 0.5$ jusqu'à $x/D_j = 25$. Le dernier stockage contient la fin du cône potentiel et consiste en un volume parallélépipédique tel que $x/D_j \in [5 ; 7]$, $|y/D_j| \leq 0.7$ et $|z/D_j| \leq 0.7$.

Pour ces stockages, les grandeurs instationnaires de pression p , de masse volumique ρ et des trois composantes de vitesse \vec{u} ont été stockées. Sur l'axe et en fin de cône potentiel, les trois composantes de vorticité $\vec{\omega}$ ont également été stockées. Tous ces signaux temporels sont acquis simultanément avec un pas de temps commun $\Delta t_{sto} = 1.5 \times 10^{-6}$ s (i.e. $\Delta t_{sto} \approx 0.008 D_j / U_j$). Pour des soucis de volume de données, tous les signaux n'ont pas été acquis pour la même durée, certains stockages (en fin de cône potentiel et dans la couche de cisaillement) ont commencé dans la deuxième moitié de la phase de stockage. L'ensemble des données représente un volume total de 6.7To (dont 5.7To pour le stockage dans la couche de cisaillement). L'acquisition simultanée de

tous les signaux va permettre de calculer des corrélations afin de mettre en évidence les relations entre l'écoulement et le champ proche, rendant possible l'analyse approfondie faite au chapitre V.

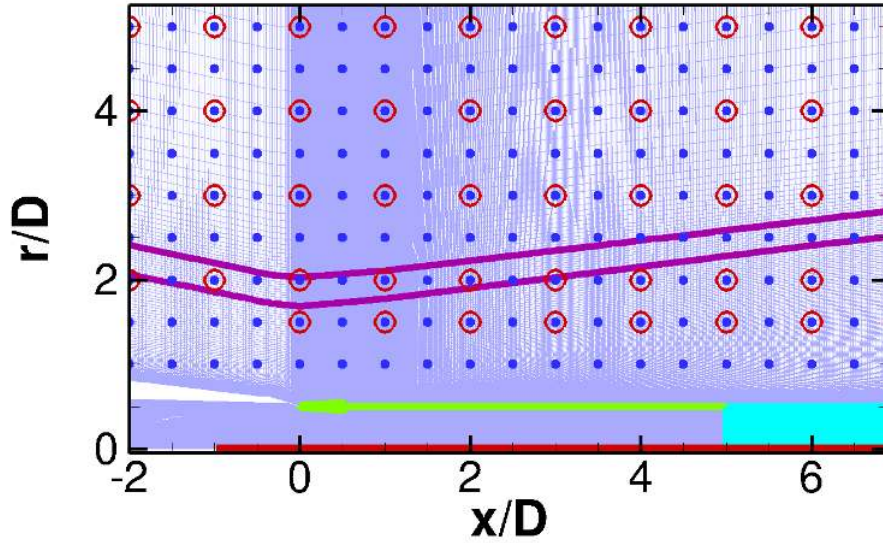


Figure IV.5 – Vue d'ensemble des stockages faits pour la simulation Very Fine. ■, surfaces de contrôle ; ■, champ proche ; ■, axe du jet ; ■, fin de cône potentiel ; ■, couche de cisaillement. Les cercles rouges représentent les points de mesure en champ proche.

stockage	n_i	n_j	n_k	x_{min}/D_j	x_{max}/D_j	r_{min}/D_j	r_{max}/D_j	$(\rho ; \bar{u} ; p)$	$\bar{\omega}$	$T.U_j/D_j$
S1	428	1	160	-2	25	1.7	4.5	×	∅	500
S2	428	1	160	-2	25	2	5	×	∅	500
ch. proche	55	9	160	-2	25	1	5	×	∅	500
axe	1649	2	2	-1	10	0	0	×	×	500
cône	70	50	50	5	7	0	0.7	×	×	200
cisail.	300	36	480	0	0.54	0.45	0.54	×	∅	200
cisail. (2)	160	1	160	0	25	0.5	0.5	×	∅	200

Tableau IV.2 – Caractéristiques des différents stockages réalisés pour la simulation Very Fine.

IV.2 Validation et effets de maillage

Dans cette section, nous comparons les données issues de la simulation numérique *Very Fine* à des mesures afin de valider le calcul comme représentatif du jet expérimental. Certains résultats sont aussi comparés avec les autres simulations mentionnées précédemment pour évaluer des effets de maillage qui n'ont pas été étudiés dans le chapitre précédent, notamment sur le champ de pression, l'étude se concentrant sur le développement de la couche de cisaillement. Les comparaisons sont faites dans un premier temps au niveau de la couche de cisaillement, avec une attention toute particulière portée sur l'état initial de la couche de cisaillement. Ensuite le développement du jet est examiné et, finalement, nous regardons comment les champs de pression proche et lointain reproduisent les champs expérimentaux.

IV.2.1 Couche de cisaillement

Sur la figure IV.6, sont tracés les niveaux de vorticité au voisinage de la sortie de tuyère pour les différentes simulations présentées dans le tableau IV.1. Pour les quatre simulations, on peut voir qu'une partie de la couche de cisaillement est laminaire et présente des appariements tourbillonnaires en aval de la sortie de tuyère. Cependant, la couche de cisaillement se déstabilise beaucoup plus en amont pour la simulation *Very Fine* (autour de $x/D_j = 0.05$) que pour les autres simulations (autour de $x/D_j = 0.2$). De plus, les niveaux de vorticité sont plus élevés pour la simulation *Very Fine*, surtout au niveau de la paroi interne de la tuyère. Pour la simulation *Fine*, on peut voir des petites fluctuations de vorticité   proximité des lèvres de la tuyère, qui ne sont pas présentes pour la simulation de Huet[72] ou la simulation Huet_480. Elles sont sans doute dues à la marche utilisée pour la simulation *Fine*. Néanmoins, cette marche ne semble pas suffisante pour déclencher la turbulence et ces fluctuations n'impactent pas le développement de l'écoulement, comme ce sera montré dans la section suivante. On peut également remarquer que pour les deux simulations Huet et Huet_480, il n'y a pas de différences notables sur les champs de vorticité en sortie de tuyère. Contrairement aux simulations *Fine* et *Very Fine*, le raffinement de la discrétisation azimutale seul ne semble pas suffire pour obtenir un écoulement turbulent dès la sortie de tuyère.

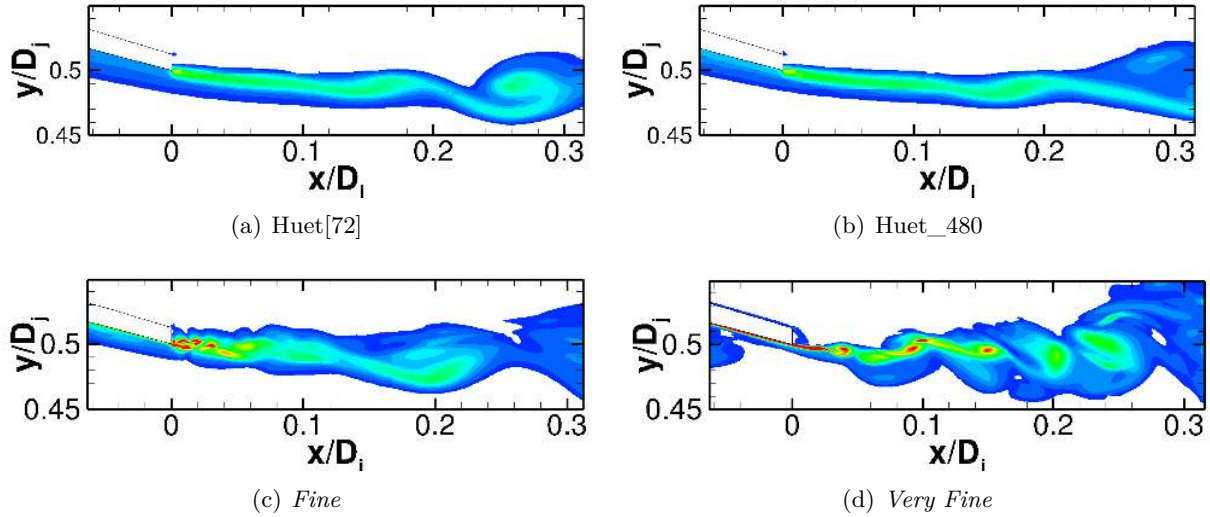


Figure IV.6 – Instantanés dans le plan (x, r) de la norme de la vorticité dans la couche limite et la couche de cisaillement en aval des lèvres de la tuyère pour les quatre simulations pour $0 \leq |\omega| \leq 200U_j/D_j$.

Comme on peut le voir sur les instantanés de vorticité dans le plan (y, z) présentés sur la figure IV.7, les simulations *Very Fine* et Huet_480 présentent un champ de vorticité plus riche en petites structures que les autres simulations qui ont des champs de vorticité similaires bien qu'ayant des résolutions de maillage différentes. L'isotropie de la turbulence est visible sur la figure IV.8(a) sur laquelle est tracée l'évolution axiale dans la couche de cisaillement du rapport $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$. On peut voir qu'avec la simulation *Very Fine* ce rapport est de l'ordre de 0.3, signe d'une turbulence isotrope, alors que pour les simulations *Fine* et Huet il est de l'ordre de 0.25. La simulation Huet_480 présente également un rapport de l'ordre de 0.3, un peu plus en aval que pour la simulation *Very Fine*. Cependant une fois la valeur de 0.3 atteinte, ce rapport a tendance à décroître, comme si ce que l'on a pu résoudre dans le développement initial de la couche de cisaillement était dissipé par la suite. Ceci illustre la différence de développement de la couche de cisaillement entre les quatre grilles de maillage.

Sur les figures IV.8(b) et IV.8(c), on peut observer des similitudes dans le développement de la couche de cisaillement des simulations *Fine* et Huet[72]. En effet, ces simulations ont des évolutions similaires de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement ainsi

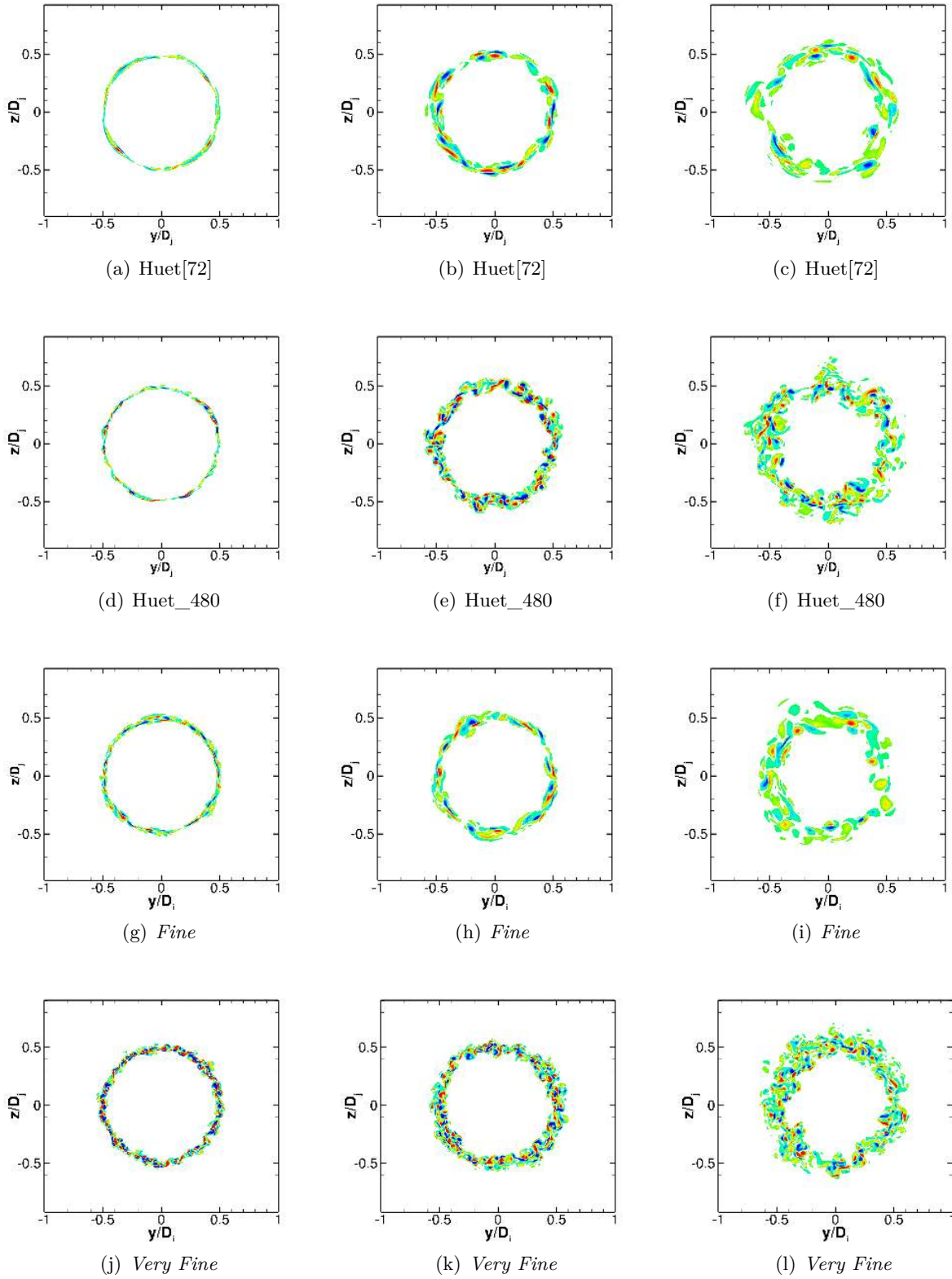


Figure IV.7 – Instantanés dans le plan (y, z) de la vorticité axiale pour les quatre simulations pour $-20U_j/D_j \leq \omega_x \leq 20U_j/D_j$. Les trois colonnes correspondent respectivement à $x/D_j = 0.25$, $x/D_j = 0.5$ et $x/D_j = 1$ (de gauche à droite).

que de la valeur rms maximale de la vitesse. La simulation *Fine* a un pic initial au niveau de l jection (i.e. $x/D_j \leq 0.3$) aux alentours de 6% et la simulation de Huet a un pic quasiment

nul, de l'ordre de 0.2%. La simulation *Very Fine*, quant à elle, présente un pic initial de vitesse axiale rms aux alentours de 5.5% à la sortie de tuyère et a ensuite un maximum autour de 20% avant de décroître et se stabiliser à 16%. Ce comportement est assez similaire à celui observé par Bogey *et al.*[25] pour une simulation avec un niveau de turbulence initial de 6%. En effet, leur simulation montrait une forte croissance juste en aval de l'éjection et ensuite un plateau à environ 16%. Cette valeur plateau est également en accord avec celle trouvée à partir des mesures. Cependant Bogey *et al.* ont montré qu'un niveau initial de turbulence d'au moins 9% était requis pour avoir un jet initialement turbulent en accord avec les travaux expérimentaux de Zaman[156]. La simulation *Fine*, bien qu'ayant un niveau initial de turbulence de 6% (dû aux fluctuations visibles sur la figure IV.7) est moins turbulente que la simulation *Very Fine*. Il apparaît que la turbulence générée par la marche de la simulation *Fine* n'est pas suffisante pour conduire à un état turbulent de la couche de cisaillement, ce que l'on peut aussi observer sur les évolutions longitudinales d'épaisseur de quantité de mouvement dans la couche de cisaillement (figure IV.8(b)). Effectivement, on peut voir que l'évolution de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement a une pente plus forte pour la simulation *Fine* que la simulation *Very Fine*, pour laquelle l'évolution est très proche de celle issue des mesures. Ceci illustre la transition plus marquée entre l'état laminaire et l'état turbulent de la couche de cisaillement pour la simulation *Fine*. Cette comparaison met en évidence les améliorations apportées par la simulation *Very Fine*. Quand on regarde les résultats de la simulation Huet_480, on constate que ceux-ci sont plus proches de ceux de la simulation *Very Fine* que de la simulation Huet[72], bien qu'ayant un niveau de turbulence initial très faible ($\sim 0.45\%$). En accord avec le pic marqué de vitesse axiale rms visible sur la figure IV.8(c), la croissance de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement est plus forte pour la simulation Huet_480 que pour la simulation *Very Fine*, signe d'une transition de la couche de cisaillement plus rapide. Mais celle-ci reste cependant moins rapide que pour la simulation Huet.

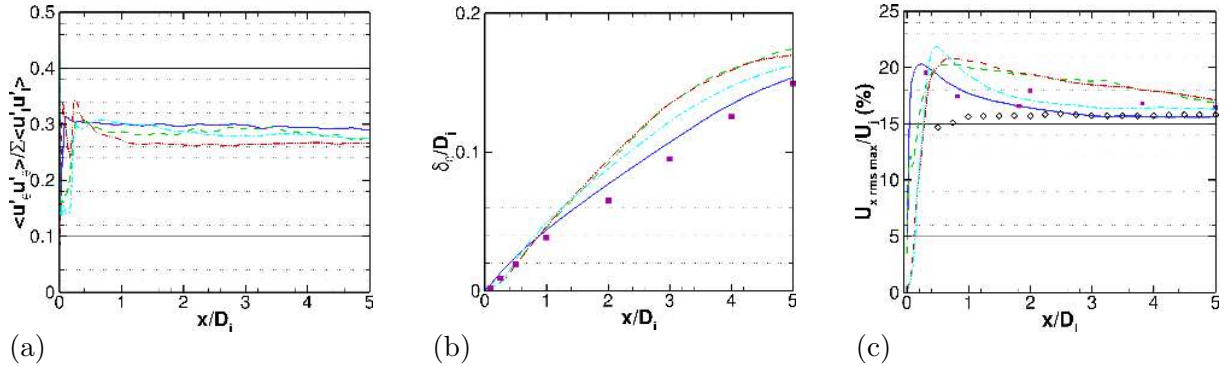


Figure IV.8 – Comparaison des évolutions longitudinales (a) du rapport $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$ à $r/D_j = 0.5$, (b) de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ et (c) du maximum de vitesse axiale rms $U_{x \text{ rms max}}$. — · · · · ·, Huet[72]; — · · · · ·, Huet_480; — — —, Fine; — — —, Very Fine; ■, EXP; ◇, Fleury et al.[57] ($M_j = 0.9$, $D_j = 38 \text{ mm}$, $Re = 7.7 \times 10^5$ et $T_j/T_\infty = 1$)

Nous allons maintenant étudier l'évolution des échelles de corrélation, i.e. des dimensions des structures turbulentes, basées sur le champ de vitesse dans la couche de cisaillement (i.e. à $r/D_j = 0.5$). Les échelles de corrélation sont calculées à partir de la méthodologie utilisée par Fleury *et al.*[57], comme l'intégrale entre les deux premiers passages à zéro de l'intercorrélation normalisée de la vitesse évaluée pour un délai nul (voir équations (IV.1) et (IV.2)).

$$L_{uu}^{(x)} = \frac{1}{2} \int_{\xi^-}^{\xi^+} R_{uu}(x, \xi, \tau = 0) d\xi \quad (\text{IV.1})$$

où ξ représente la distance de séparation dans la direction axiale entre les deux signaux servant au calcul de l'intercorrélation. ξ^- et ξ^+ sont les premiers passages à zéro pour les valeurs positive et négative de la distance de séparation. La fonction d'intercorrélation normalisée de la vitesse est calculée selon la relation :

$$R_{uu}(x, \xi, \tau) = \frac{\langle u'(x, t) \cdot u'(x + \xi, t + \tau) \rangle_t}{\sqrt{\langle u'(x, t)^2 \rangle_t} \cdot \sqrt{\langle u'(x + \xi, t + \tau)^2 \rangle_t}} \quad (\text{IV.2})$$

où $\langle x(t) \rangle_t$ désigne la moyenne temporelle du signal temporel $x(t)$ (pour la grandeur fluctuante $u'(x, t)$, on a ainsi $\langle u'(x, t) \rangle_t = 0$), $\sqrt{\langle u'(x, t)^2 \rangle_t}$ représente donc la valeur rms de la grandeur fluctuante $u'(x, t)$. Des équations similaires ont été utilisées pour l'échelle de corrélation $L_{vv}^{(x)}$ associée à la vitesse radiale.

Les échelles de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$, associées aux vitesses axiale et radiale, sont présentées sur les sous-figures (a) et (b) de la figure IV.9. Elles croissent linéairement avec la position axiale le long de la couche de cisaillement, la longueur de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ étant plus grande que la longueur de corrélation $L_{vv}^{(x)}$. À cause de la discrétisation du stockage de données dans la couche de cisaillement pour la simulation *Very Fine*², le calcul des longueurs de corrélation à partir des équations (IV.1) et (IV.2) aboutissait à des résultats incorrects. Une autre méthode a donc été utilisée en plus de la méthode précédente. Cette méthode consiste à approximer la fonction d'intercorrélation par une fonction gaussienne à partir de la méthode des moindres carrés, comme décrit par Lockard & Choudhari[99, 100]. Les évolutions présentées sur la figure IV.9 pour la simulation *Very Fine* ont été obtenues en prenant la moyenne des résultats des deux méthodes. Pour les simulations Huet et Huet_480, les stockages de données à $r/D_j = 0.5$ permettaient de calculer directement les longueurs de corrélations à partir des équations (IV.1) et (IV.2), elles ont donc été calculées ainsi. Pour les simulations *Very Fine* et Huet_480, nous obtenons un bon accord avec les résultats expérimentaux de Fleury *et al.*[57]³, les longueurs étant plus grandes pour la simulation Huet_480. La simulation Huet, quant à elle, présente des longueurs de corrélations plus élevées que pour les deux autres simulations. Les structures turbulentes de la couche de cisaillement grandissent plus rapidement pour les simulations Huet et Huet_480 que la simulation *Very Fine*, en accord avec les résultats présentés ci-dessus. Ces évolutions sont également en accord avec celles obtenues à partir de simulations LES par Bogey *et al.*[24, 25] et Bogey & Marsden[23]. Les évolutions linéaires des longueurs de corrélation avec la position axiale suggèrent une relation linéaire avec l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement. En effet, comme on peut le voir sur les sous-figures (d) et (e) de la figure IV.9, pour les positions axiales suffisamment en aval ($x/D_j \geq 3$), on obtient les relations suivantes entre les longueurs de corrélation et l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ pour les simulations Huet_480 et *Very Fine* :

$$L_{uu}^{(x)} \approx 1.8\delta_\theta \quad \text{et} \quad L_{vv}^{(x)} \approx 0.9\delta_\theta \quad (\text{IV.3})$$

Pour la simulation Huet, on obtient plutôt des rapports de l'ordre de 2 et 1 respectivement. Les relations (IV.3) sont très proches de celles obtenues par Fleury *et al.*[57]. Ainsi suffisamment loin en aval, les échelles de corrélations $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$ sont proportionnelles à l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement, et l'échelle de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ est deux fois plus grande que l'échelle de corrélation $L_{vv}^{(x)}$ (cf. sous-figure (f) de la figure IV.9). Ce rapport entre

2. pour $x/D_j \in [0 ; 1]$, $\Delta x/D_j = 0.01$ et pour $x/D_j \geq 1$, $\Delta x/D_j = 0.2$

3. pour deux jets isothermes à $M_j = 0.6$ et 0.9 , $D_j = 38$ mm et $Re = 5.2 \times 10^5$ et 7.7×10^5

les deux longueurs de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$ est en accord avec le rapport obtenu pour la turbulence isotrope, on peut se référer par exemple à Batchelor[10].

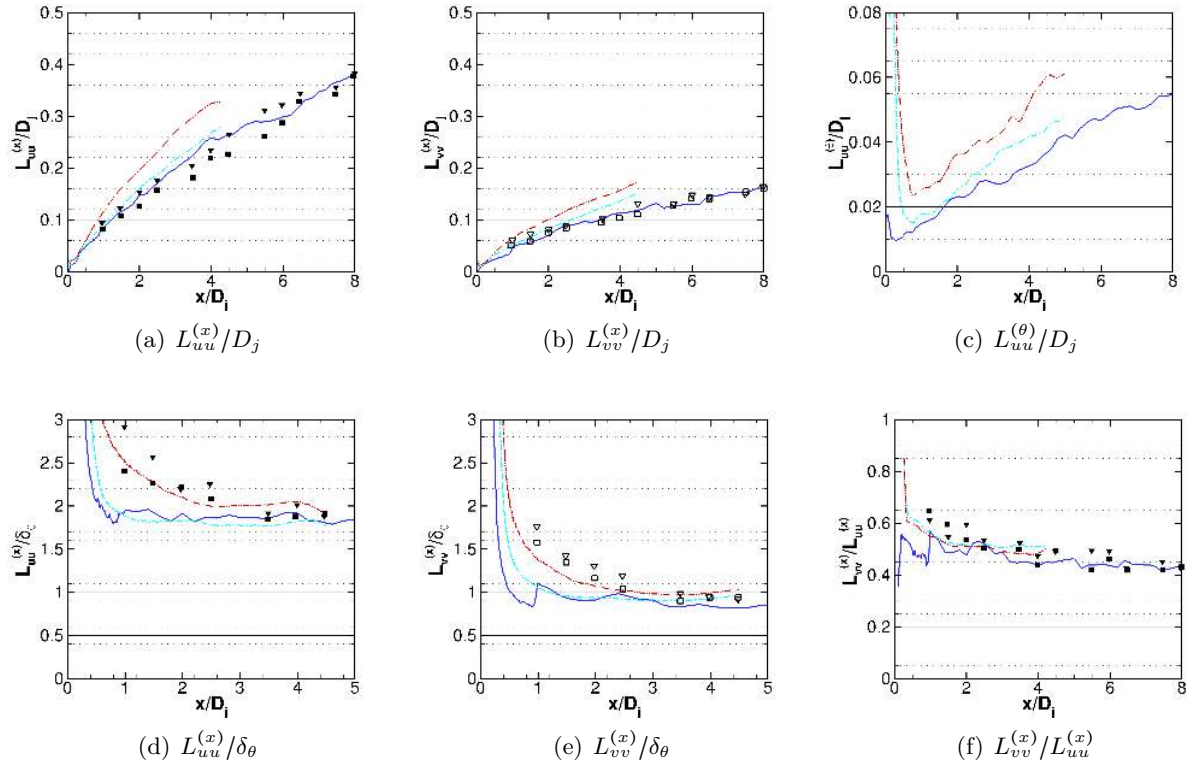


Figure IV.9 – Évolutions longitudinales des longueurs de corrélation $L_{uu}^{(x)}$, $L_{vv}^{(x)}$ and $L_{uu}^{(\theta)}$ dans la couche de cisaillement à $r/D_j = 0.5$. — · · · · ·, Huet[72]; — · — · — ·, Huet_480; —, Very Fine. Symboles : mesures de Fleury et al.[57]; (■, □), $M_j = 0.6$; (▼, ▽), $M_j = 0.9$.

Quand on regarde l'évolution de la longueur de corrélation dans la direction azimutale évaluée à partir de la vitesse axiale $L_{uu}^{(\theta)}$ (figure IV.9(c) - calculée de manière similaire à $L_{uu}^{(x)}$), on peut remarquer une transition à proximité de la sortie de tuyère. Pour les simulations Huet et Huet_480, cette transition est aux alentours de $x/D_j = 0.8$ et pour la simulation Very Fine aux alentours $x/D_j = 0.3$. Cela peut correspondre à l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement que l'on a vu précédemment être toujours présent malgré le niveau initial de turbulence de 5.5% pour la simulation Very Fine. En aval de cette transition, la longueur de corrélation dans la direction azimutale $L_{uu}^{(\theta)}$ a une croissance linéaire en fonction de la position axiale dans la couche de cisaillement. Cette évolution est similaire à celle obtenue par Bogey *et al.*[25] avec un jet isotherme subsonique à $M_j = 0.9$, $Re = 10^5$ et un taux de turbulence initial de 6% et Bogey & Marsden[23] avec un jet chaud subsonique à $M_j = 0.9$, $Re = 2.5 \times 10^4$, $T_j/T_\infty = 2.25$ et un taux de turbulence initial de 9%. La longueur de corrélation $L_{uu}^{(\theta)}$ est supérieure pour la simulation Huet, les structures se corrélaient plus rapidement en azimut et amène à un développement plus rapide de la couche de cisaillement.

Sur la figure IV.10 sont représentées les évolutions le long de la couche de cisaillement (i.e. à $r/D_j = 0.5$) des échelles intégrales temporelles T_{uu} et T_{vv} dans le repère fixe respectivement calculées à partir de la vitesse axiale et de la vitesse radiale. Les échelles intégrales de temps ont été calculées, selon Fleury *et al.*[57], comme l'intégrale sur le délai τ de la fonction d'autocorrélation $R_{uu}(x, 0, \tau)$ (cf. formule (IV.2)) à une position axiale x donnée. Comme pour les échelles de corrélation spatiales, les échelles de corrélation temporelles ont une évolution linéaire en fonction de la position axiale le long de la couche de cisaillement, l'échelle de temps T_{uu} étant supérieure et croissant plus rapidement que l'échelle de temps T_{vv} . Quand on normalise les

échelles de temps par le temps de référence dans le repère fixe $\Theta_{ii} = L_{ii}^{(x)} / U_x(x, r/D_j = 0.5)$, nous obtenons un rapport proche de 1, ce que l'on peut voir sur la sous-figure (b) de la figure IV.10. Ainsi quand on calcule le rapport T_{vv}/T_{uu} , on trouve quasiment la même relation entre les deux échelles de temps qu'entre les deux longueurs de corrélation $L_{vv}^{(x)}$ et $L_{uu}^{(x)}$, soit un rapport de l'ordre de 0.5. L'étude des échelles de corrélation spatiale et temporelle montre donc que les structures associées avec la vitesse radiale sont plus petites et se décorrèlent plus rapidement que les structures associées avec la vitesse axiale. Des résultats similaires ont été obtenus par Fleury *et al.*

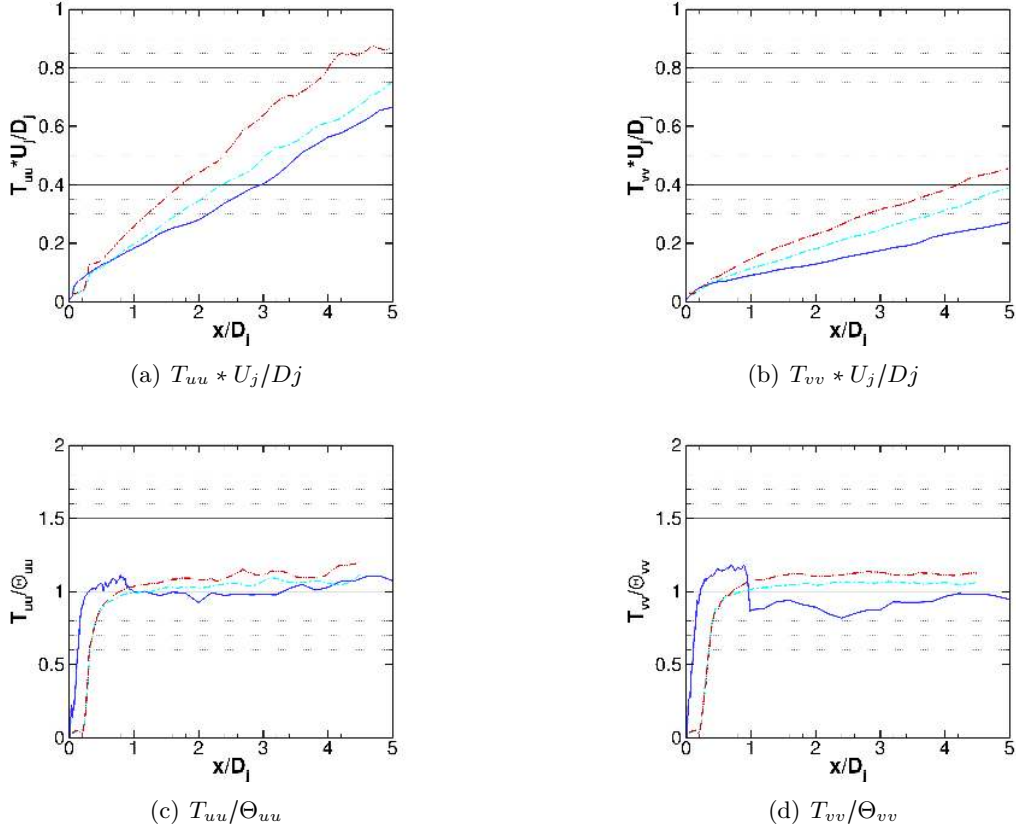


Figure IV.10 – Évolutions longitudinales des échelles temporelles de corrélation T_{uu} et T_{vv} dans la couche de cisaillement à $r/D_j = 0.5$. — · · · —, Huet[72]; — · —, Huet_480; —, Very Fine

La turbulence qui se développe dans la couche de cisaillement satisfait ainsi les relations de la turbulence isotrope. Cela s'accorde avec le rapport $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$ calculé précédemment.

La figure IV.11 présente les densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale fluctuante à différentes positions dans la couche de cisaillement (i.e. à $r/D_j = 0.5$) pour les quatre simulations. Les DSPs présentées dans ce chapitre ont été calculées au moyen de la méthode des périodogrammes moyennés sur plusieurs blocs non-recouvrants et avec un fenêtrage de Hann sur chacun des blocs. Pour plus de détails sur la méthode de calcul des DSPs, on peut se référer à l'annexe C. Sur les DSPs de la simulation *Very Fine*, aucun pic marqué n'est visible pour les trois positions étudiées. Les spectres sont plutôt plats et commencent à décroître pour les fréquences $St \geq 1$ en suivant une évolution en $St^{-5/3}$. La fréquence de coupure du maillage est encore assez élevée pour ces positions, permettant ainsi de ne pas dissiper les niveaux spectraux pour les hautes fréquences ($St \in [1 ; 10]$). Cependant les simulations *Fine* et *Huet* ont des DSPs qui présentent plusieurs pics à $St \approx 2$ pour $x/D_j = 0.25$, $St \approx 1$ pour

$x/D_j = 0.5$ et $St \approx 0.5$ pour $x/D_j = 1$. Ces pics sont de moins en moins marqués au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval. Ces pics sont liés à l'état initialement laminaire de la couche de cisaillement. Pour la simulation Huet_480, le spectre présente un pic large à $St \approx 3 - 4$ pour $x/D_j = 0.25$, moins marqué que pour la simulation Huet. Le pic continue à s'élargir tout en se décalant vers les basses fréquences quand on se déplace vers l'aval. L'effet de la fréquence de coupure sur l'amortissement des spectres est visible pour $St \geq 4$ à $x/D_j = 0.25$, ce qui peut influencer sur le développement de la turbulence. Comme la transition entre un état laminaire et un état turbulent s'opère plus à proximité de la sortie de tuyère et est moins marquée pour la simulation *Very Fine*, aucun pic n'est visible pour les positions représentées, i.e. pour $x/D_j \geq 0.25$.

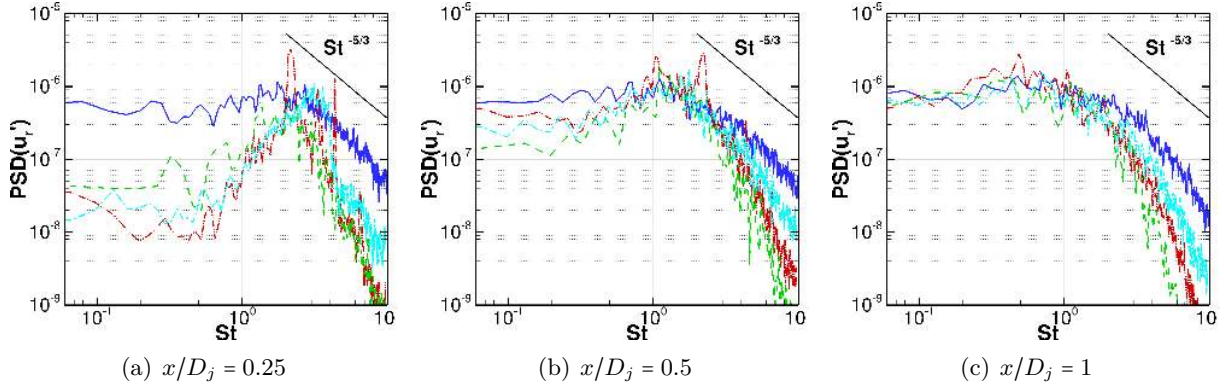


Figure IV.11 – Comparaison des DSPs de la vitesse radiale fluctuante adimensionnée par U_j à $r/D_j = 0.5$ pour $x/D_j \in \{0.25 ; 0.5 ; 1\}$ en fonction de la fréquence adimensionnée St . — — — — —, Huet[72]; — · — · —, Huet_480; — — — — —, Fine; — — — — —, Very Fine

La composition azimuthale du champ de vitesse axiale fluctuante est montrée sur la figure IV.12, pour les simulations Huet, Huet_480 et *Very Fine*. La composition azimuthale dans la couche de cisaillement n'est pas montrée pour la simulation *Fine* car les données nécessaires n'étaient pas disponibles. Les modes azimuthaux du champ de vitesse dans la couche de cisaillement ont été calculés au moyen d'une double transformée de Fourier en temps et en azimuth, plus de détails sur la méthodologie sont donnés dans l'annexe B. Les trois simulations présentent des compositions azimuthales différentes. Par exemple à $x/D_j = 0.25$, le champ de vitesse de la simulation Huet est dominé par les modes azimuthaux $|m| \leq 6$ alors que celui de la simulation *Very Fine* présente une large plage de modes azimuthaux avec une émergence des hauts modes azimuthaux autour de $m = 30$. La simulation Huet_480 a une composition très similaire à celle de la simulation Huet[72]. On distingue cependant des niveaux plus élevés pour les modes azimuthaux d'ordre $m \geq 20$ mais qui restent très inférieurs aux modes $|m| \leq 6$. La différence de comportement entre les simulations Huet_480 et *Very Fine* pourrait s'expliquer par l'état laminaire de la couche de cisaillement. Comme l'ont montré Bogey *et al.*[25] avec un niveau initial de turbulence plus faible, la structure azimuthale du champ de vitesse a tendance à s'organiser autour de modes azimuthaux d'ordre plus faible.

Pour les positions plus en aval, le champ de vitesse est dominé par des modes azimuthaux d'ordre de plus en plus faible, en accord avec la croissance de la longueur de corrélation dans la direction azimuthale $L_{uu}^{(\theta)}$ dans la direction aval. La simulation Huet_480 a une évolution de plus en plus similaire à la simulation *Very Fine* mais avec des niveaux plus élevés pour les modes d'ordre azimuthal légèrement plus faible. La simulation Huet a des modes azimuthaux dominants d'ordre plus faible que les deux autres simulations. Ceci peut venir de la résolution azimuthale de la simulation Huet qui est plus faible que la simulation Huet_480. Bogey *et al.*[24] montrent en effet qu'une plus faible résolution azimuthale donne des composantes azimuthales du champ de vitesse avec des niveaux énergétiques plus élevés aux modes azimuthaux plus faibles.

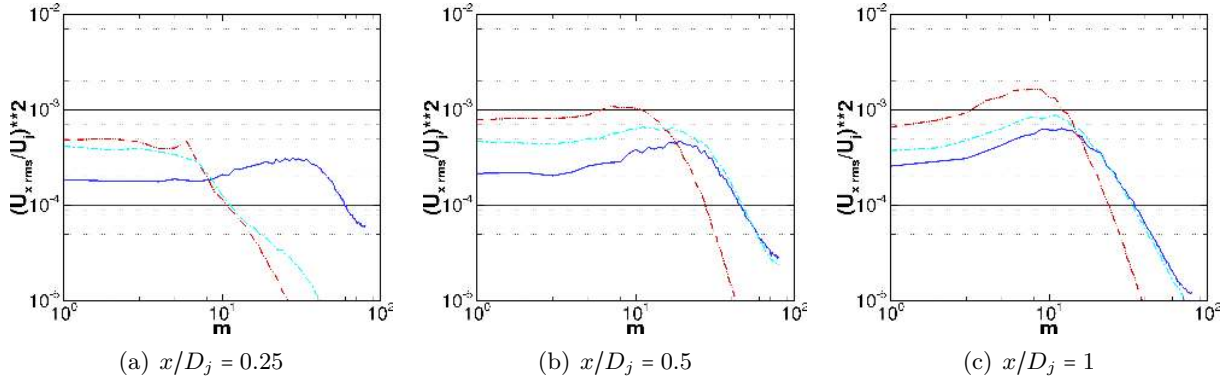


Figure IV.12 – Comparaison des niveaux rms de la vitesse axiale fluctuante adimensionnée par U_j à $r/D_j = 0.5$ pour $x/D_j \in \{0.25 ; 0.5 ; 1\}$ en fonction de l'ordre azimutal m . $-\cdots-$, Huet[72]; $- \cdot -$, Huet_480; $—$, Very Fine

Dans cette section, certains effets de maillage sur le développement de la couche de cisaillement ont pu être mis en évidence. Nous avons pu voir l'importance d'avoir une résolution fine dans la direction azimutale. Grâce à sa résolution azimutale plus fine, la simulation Huet_480 permet de résoudre des structures plus petites dans la direction azimutale favorisant une turbulence plus isotrope. Par rapport à la simulation Huet, la simulation Huet_480 a une couche de cisaillement qui se développe plus lentement au niveau de son épaisseur de quantité de mouvement δ_θ et des échelles intégrales $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$. Néanmoins, la résolution azimutale ne suffit pas pour représenter correctement le développement du jet. Les résultats obtenus dans cette section mettent également en avant la nécessité de déclencher la turbulence et d'avoir un maillage permettant de supporter les structures générées, ce qui apparaît notamment sur les spectres de vitesse fluctuante. Comme on a pu le voir sur les niveaux de turbulence en sortie de tuyère $U_{x rms max}$ et sur les spectres de vitesse radiale fluctuante, la simulation Very Fine présente une transition turbulente plus proche de la tuyère et donc moins étendue que les autres simulations. Cela lui permet d'avoir une croissance moins rapide de la couche de cisaillement et en accord avec les mesures.

IV.2.2 Développement du jet

L'état de la couche de cisaillement présenté dans la section précédente a un impact sur le développement du jet. Comme on peut le voir sur la figure IV.13, les simulations ont des évolutions de la vitesse axiale moyenne et rms sur l'axe du jet différentes. Les simulations Fine et Huet[72] ont un cône potentiel trop court d'une longueur aux alentours de $L_c = 3.8D_j$ (avec L_c prise telle que $\bar{U}_x/U_j = 0.95$), la simulation Huet_480 a $L_c = 4.7D_j$ et la simulation Very Fine a $L_c = 5.4D_j$. On constate que la simulation Very Fine reproduit correctement les mesures expérimentales de la longueur de cône potentiel et avec un accord raisonnable celles de la position du maximum de vitesse axiale rms. Ces mesures sont également en accord avec des données de jets chauds subsoniques issues de la littérature telles que Bridges & Wernet[28] et Ahuja *et al.*[1]. Bien que la position du maximum de vitesse axiale rms coïncide avec les données expérimentales, les niveaux rms sont plus bas pour la simulation. Cela peut venir de l'état laminaire de la couche de cisaillement ou des niveaux initiaux de vitesse axiale rms sur l'axe du jet issus des simulations qui sont inférieurs à ceux issus des données expérimentales. Les simulations Fine et Huet[72] ont des évolutions similaires sur l'axe du jet avec un cône potentiel plus court et un maximum de vitesse axiale rms plus en amont que pour les mesures. Quant à elle, la simulation Huet_480 présente des évolutions intermédiaires entre ces simulations et la simulation Very Fine. Ces résultats illustrent l'impact de la transition plus en aval de la couche de cisaillement et le fait que la marche utilisée pour la simulation Fine n'a aucun effet sur le développement du jet.

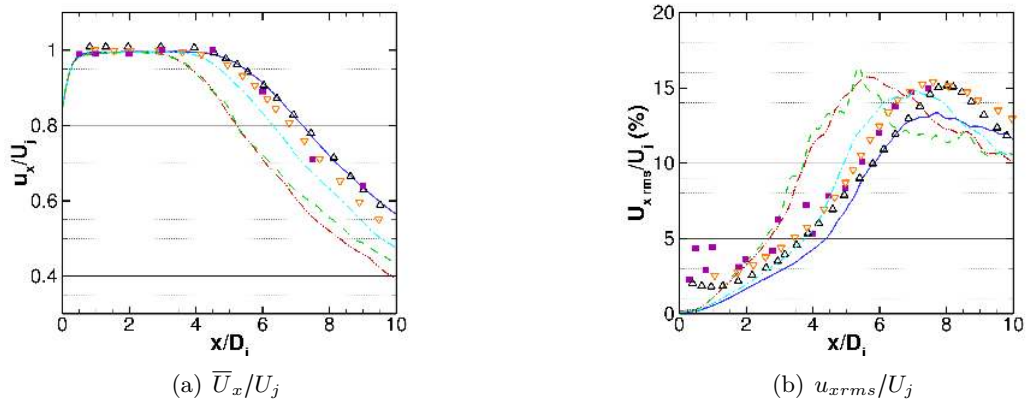


Figure IV.13 – Comparaisons des évolutions longitudinales sur l'axe du jet de la vitesse axiale moyenne et rms. $-\cdot-\cdot-$, Huet[72]; $-.-.-$, Huet_480; $- - -$, Fine; $—$, Very Fine; \blacksquare , EXP; ∇ , Bridges & Wernet[28], $M_j = 0.548$ et $T_j/T_\infty = 2.7$; \triangle , Ahuja et al.[1], $M_j = 0.78$ et $T_j/T_\infty = 2.7$

Sur la figure IV.14 sont représentées les évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h et de mi-vitesse $\delta_{0.5}$ ainsi que la demi-épaisseur de la couche de cisaillement b . Ces trois grandeurs permettent de représenter l'expansion de la couche de cisaillement et sont calculées à partir des équations (IV.4).

$$\begin{aligned} h(x) &= r_0 \text{ tel que } \bar{U}_x(x, r_0)/U_j = 0.95 \\ \delta_{0.5}(x) &= r_0 \text{ tel que } \bar{U}_x(x, r_0)/U_j = 0.5 \\ b(x) &= \delta_{0.5}(x) - h(x) \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

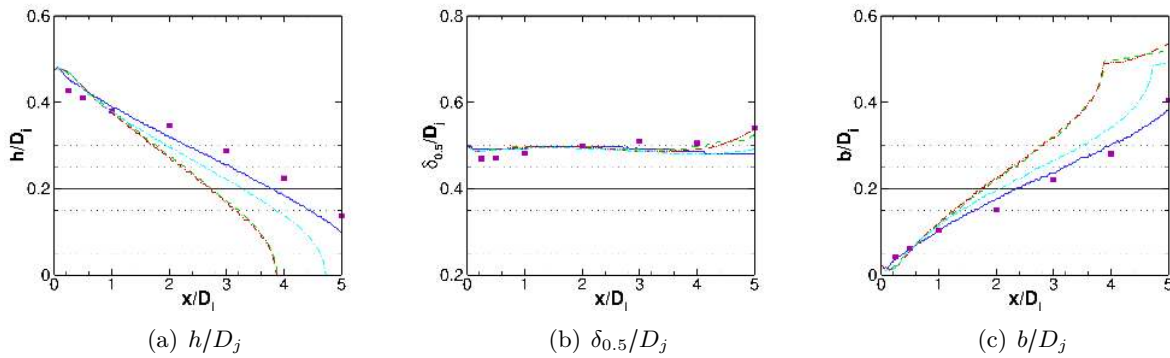


Figure IV.14 – Comparaison des évolutions longitudinales des rayons de cône potentiel h , mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de couche de cisaillement b . $-\cdot-\cdot-$, Huet[72]; $-.-.-$, Huet_480; $- - -$, Fine; $—$, Very Fine; \blacksquare , EXP

On peut voir que malgré le bon accord avec le rayon à mi-vitesse calculé à partir des données expérimentales (voir figure IV.14(b)), les quatre simulations ont un développement de la couche de cisaillement et du cône potentiel différent. En effet, la couche de cisaillement s'épaissit plus rapidement pour les simulations Huet et Fine à cause de leur état initialement laminaire, le cône potentiel devient ainsi plus étroit plus rapidement. Sur la simulation Huet_480, le raffinement de la discrétisation azimutale permet d'obtenir des évolutions des rayons de cône potentiel et de la couche de cisaillement plus proches des données expérimentales mais cela ne suffit pas. En effet, en ayant une transition laminaire/turbulente de la couche de cisaillement plus en amont, comme c'est le cas avec la simulation Very Fine, on retrouve une évolution de la couche de cisaillement très similaire à celle des données expérimentales.

Sur la figure IV.15 sont représentées pour la simulation *Very Fine* les évolutions longitudinales des longueurs de corrélation sur l'axe dans la direction axiale $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$ évaluées respectivement à partir de la vitesse axiale et de la vitesse radiale. Les longueurs de corrélations sont normalisées par le diamètre de sortie de tuyère D_j et le diamètre à mi-vitesse $2\delta_{0.5}$. Les évolutions sont représentées pour $x/D_j \geq 4.5$, i.e. pour les positions proches de l'extrémité du cône potentiel. Pour les positions plus en amont, il y a peu de turbulence dans le cône potentiel (cf. figure IV.13) ; les grandeurs n'y sont donc pas représentatives.

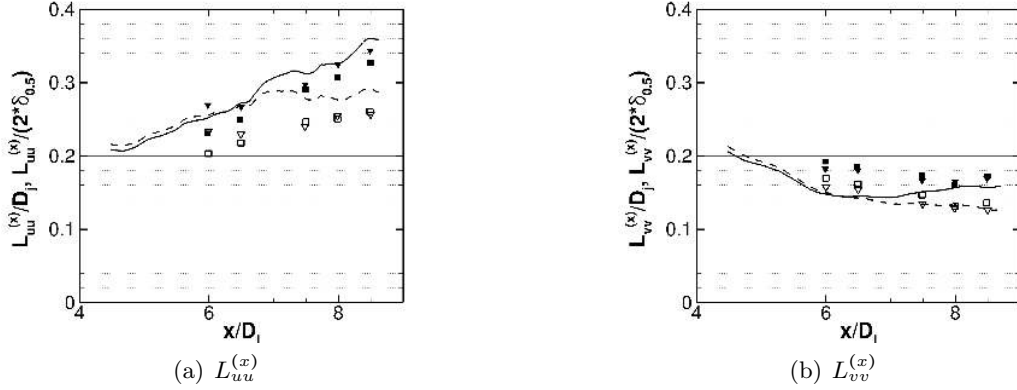


Figure IV.15 – Évolutions longitudinales des longueurs de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$ sur l'axe du jet adimensionnées par le diamètre du jet D_j (—) et le diamètre à mi-vitesse $2\delta_{0.5}$ (---) pour la simulation *Very Fine*. Symboles : mesures de Fleury et al.[57]; (■, □), $M_j = 0.6$; (▼, ▽), $M_j = 0.9$; symboles pleins pour l'adimensionnement par D_j ; symboles vides pour l'adimensionnement par $2\delta_{0.5}$

Comme pour les longueurs de corrélation dans la couche de cisaillement (cf. figure IV.9), nous obtenons des valeurs similaires à celles de Fleury *et al.*[57], alors que les configurations de jet sont différentes. Suffisamment loin en aval i.e. pour $x/D_j \geq 6 - 7$, nous avons quasiment un rapport constant entre $L_{uu}^{(x)}$ et le rayon à mi-vitesse. Quand on regarde l'échelle de corrélation $L_{vv}^{(x)}$, le diamètre de sortie de tuyère semble plus approprié comme longueur de référence. Nous avons donc les relations suivantes entre les échelles de corrélation et les diamètres de sortie de tuyère et à mi-vitesse :

$$L_{uu}^{(x)} \approx 0.52\delta_{0.5} \quad \text{et} \quad L_{vv}^{(x)} \approx 0.16D_j \quad (\text{IV.5})$$

Encore une fois, ces relations sont proches de celles obtenues par Fleury *et al.*[57] (respectivement $0.5\delta_{0.5}$ et $0.17D_j$). Ainsi en aval de $x/D_j \approx 6$ (i.e. en aval de la fin du cône potentiel), il y a une modification du développement des structures présentes le long de l'axe du jet. Les structures associées à la vitesse axiale continuent de croître dans la direction aval, avec l'expansion du jet, mais stagnent à environ la moitié du rayon à mi-vitesse. Les longueurs de corrélation associées à la vitesse radiale, quant à elles, voient leur taille décroître puis, en aval de la fin du cône potentiel, ont une taille constante de l'ordre du tiers du diamètre de sortie de tuyère.

La simulation *Very Fine* présente un bon accord avec les données expérimentales en ce qui concerne la couche de cisaillement et le développement du jet, bien que n'étant pas initialement complètement turbulente. La transition vers la turbulence apparaît légèrement en aval de l'éjection (voir figure IV.6), avec un impact limité sur le développement du jet (voir figures IV.13 et IV.14) comparé aux autres simulations qui ont une transition de la couche de cisaillement plus

marquée et avec un impact plus fort sur le développement du jet. On a pu ainsi voir l'importance de la résolution du maillage, tout particulièrement la taille de maille axiale initiale, le déraffinement axial et la résolution azimutale. Le déclenchement de la turbulence a également une forte influence sur le champ aérodynamique simulé et le niveau initial de turbulence en sortie de tuyère.

Nous allons dans la suite voir comment ces évolutions différentes du champ aérodynamique influencent le champ proche de pression et ensuite le champ lointain de pression.

IV.2.3 Pression en champ proche

La figure IV.16 montre une coupe instantanée de l'écoulement du jet de la simulation *Very Fine* qui illustre les ondes acoustiques superposées sur un champ de nombre de Mach. Les lignes rouges indiquent la frontière de la zone raffinée correspondant à la position de la surface de contrôle FW-H la plus externe (cf. section IV.1.4). En aval, on peut clairement voir l'émission acoustique dominante qui est très directive pour les grandes longueurs d'onde. La région à proximité de la sortie de tuyère semble au contraire générer une émission acoustique plus isotrope avec des longueurs d'onde plus courtes.

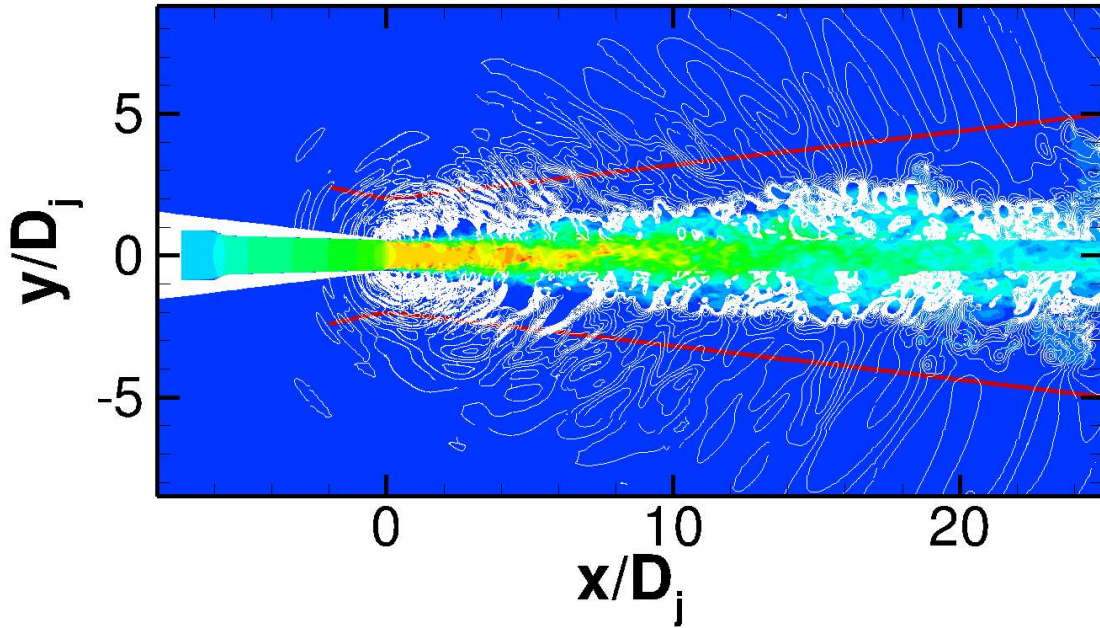


Figure IV.16 – Instantané du champ de vitesse dans le plan (x, y) avec les isocontours de pression pour la simulation *Very Fine*.

IV.2.3.1 Signaux bruts

Dans cette section, on compare les résultats obtenus en champ proche pour les simulations *Very Fine* et Huet_480 aux mesures présentées dans le chapitre II. Les données en champ proche ne sont pas disponibles pour les simulations Huet et *Fine*.

Sur la figure IV.17, sont représentées les évolutions axiales du niveau de pression rms à trois positions radiales différentes pour les simulations *Very Fine* et Huet_480 ainsi que les données expérimentales; les niveaux ont été moyennés en azimut. Pour la position radiale $r/D_j = 5$, les signaux directement calculés par la simulation numérique sont en dehors de la zone raffinée du maillage. Il y a donc une dissipation pour les fréquences inférieures à $St = 1$

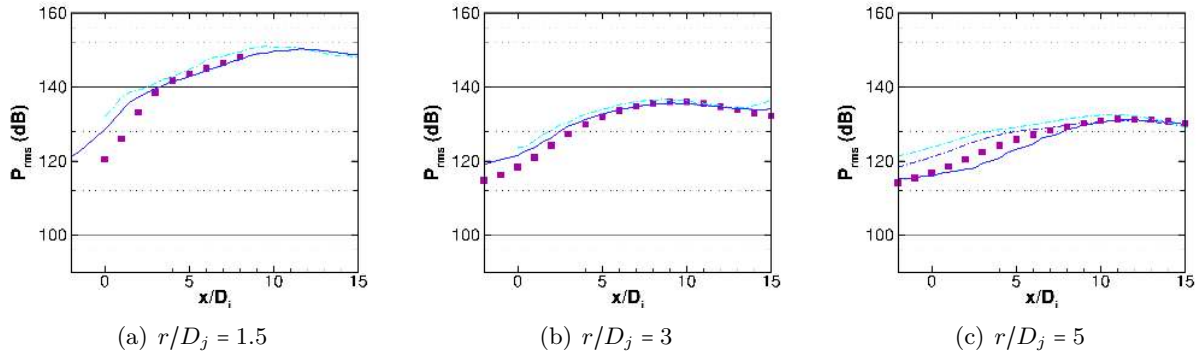


Figure IV.17 – Comparaison des évolutions longitudinales de pression rms aux positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$. — · — · — , Huet_480 ; — , Very Fine ; ■ , EXP ; — · — · — , calculé avec FW-H.

(voir sections IV.1.1 et IV.1.4 et la figure IV.5). On peut voir les effets de la dissipation pour les fréquences $St \geq 0.5$ sur la DSP à $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 5$ représentée sur la figure IV.18(d). Pour résoudre ce problème, les signaux en dehors de la zone raffinée du maillage sont calculés à partir de la formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings (voir section IV.1.3). Ces signaux extrapolés sont également représentés sur les figures IV.17 et IV.18. Dans la suite, seuls les signaux calculés à partir de la formulation de Ffowcs-Williams & Hawkings sont utilisés pour les capteurs en dehors de la zone raffinée. Pour la simulation Huet_480, les signaux à $r/D_j = 5$ ont été directement calculés à partir de la formulation de Ffowcs Williams & Hawkings car, comme mentionné dans la section IV.1.1, la zone raffinée est plus étroite et donc le stockage des données en champ proche a été fait pour $r/D_j \leq 4$ contre $r/D_j \leq 5$ pour la simulation *Very Fine*. La dissipation des signaux à $r/D_j = 5$ est plus marquée pour la simulation Huet_480 que la simulation *Very Fine* car la zone raffinée pour la simulation Huet_480 a été faite pour résoudre les fréquences allant jusqu'à $St = 0.5$ contre $St = 1$ pour la simulation *Very Fine*. On peut se référer à Huet[72, 74] pour plus de détails sur la grille de maillage utilisée pour la simulation Huet_480 car la grille de maillage 2D est la même que la simulation Huet[72].

Pour les trois positions radiales, un bon accord est obtenu entre la simulation *Very Fine* et les données expérimentales pour les positions en aval, i.e. pour $x/D_j \geq 4$. Cependant, pour les positions axiales plus proches de la sortie de tuyère, des écarts sont visibles et sont plus marqués pour les positions radiales plus proche du jet (e.g. $r/D_j = 1.5$). La simulation surestime en effet les niveaux rms de pression. Des observations similaires ont été faites par Barré *et al.*[8] pour les positions à proximité de la sortie de tuyère. Cette surestimation peut être liée à la transition d'un état laminaire vers un état turbulent de la couche de cisaillement qui a lieu en aval de l'éjection pour les simulations contrairement au jet expérimental qui est turbulent dès la sortie de tuyère. Avant la turbulence, des appariements ont lieu et représentent une source acoustique additionnelle, comme étudié par Zaman[157] et Bridges & Hussain[29]. Leur impact sur le champ proche est particulièrement visible sur le secteur angulaire autour de 90° . Des observations similaires peuvent être faites pour la simulation Huet_480 mais avec des écarts plus importants par rapport aux mesures que la simulation *Very Fine*, notamment pour les positions à proximité de la sortie de tuyère, là où le bruit d'appariement est plus visible. Ceci est en accord avec la transition de la couche de cisaillement plus en aval pour la simulation Huet_480.

La surestimation observée sur les niveaux rms de pression est précisée sur les DSPs représentées sur la figure IV.18 pour la position $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 1.5$. Pour cette position, il y a une surestimation des valeurs expérimentales par les données numériques pour $St \in [0.4 ; 4]$. Cette surestimation des niveaux spectraux n'est pas visible pour les autres positions axiales.

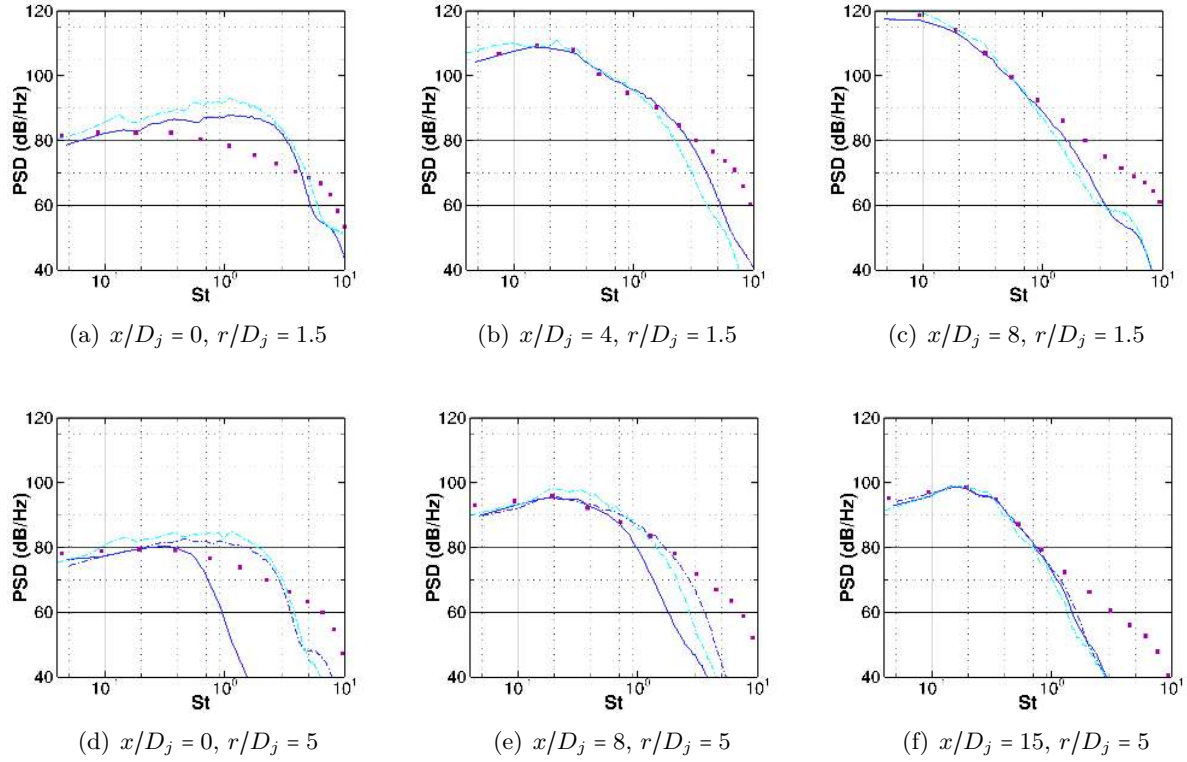


Figure IV.18 – DSPs dans le champ proche de pression pour différentes positions axiales et radiales. \cdots , Huet_480; — , Very Fine; \blacksquare , EXP; $-\cdot-, calculé avec FW-H.$

Une telle surestimation est constatée en champ lointain sur les spectres à 90° dans d'autres études numériques de jets turbulents subsoniques tels les travaux de Barré *et al.*[8], Bogey *et al.*[25] ou Huet[72] et a été attribuée aux appariements de tourbillons ayant lieu dans la couche de cisaillement initialement turbulente, en accord avec les résultats présentés dans ce chapitre.

IV.2.3.2 Composition azimutale

Sur la figure IV.19 sont représentées les évolutions longitudinales des niveaux rms en champ proche des modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ et du signal complet de pression, i.e. non décomposé en modes azimutaux. Seuls les résultats obtenus à partir de la simulation *Very Fine* sont montrés dans la suite de la section. Les modes azimutaux et leur comportement spectral sont obtenus à partir d'une double transformée de Fourier en temps et en azimut, suivant la méthodologie employée dans le chapitre II (plus de détails sont disponibles dans l'annexe B). Seuls les modes positifs sont représentés sur la figure. Il a été vérifié (mais non représenté ici) que les modes $-m$ et $+m$ ont des DSPs similaires et donc des niveaux rms similaires (cf. chapitre II). Les modes $|m| \leq 5$ représentent la majeure partie de l'énergie en champ proche.

Les données numériques sont en bon accord avec les données expérimentales pour toutes les positions. Une analyse plus précise montre que pour les positions axiales $x/D_j \leq 5$ les niveaux rms obtenus par la simulation surestiment les niveaux expérimentaux, comme déjà observé précédemment à partir des niveaux rms bruts (cf. figure IV.17). Cette surestimation semble concerner tous les modes azimutaux, tous surestimés par la simulation numérique, ce que l'on peut voir plus précisément sur les DSPs des modes azimutaux à $x/D_j = 0$ représentées sur la figure IV.20. En effet, à $x/D_j = 0$, la surestimation aux fréquences $St \in [0.4 ; 4]$ due aux appariements tourbillonnaires est visible pour tous les modes azimutaux qui ont des niveaux

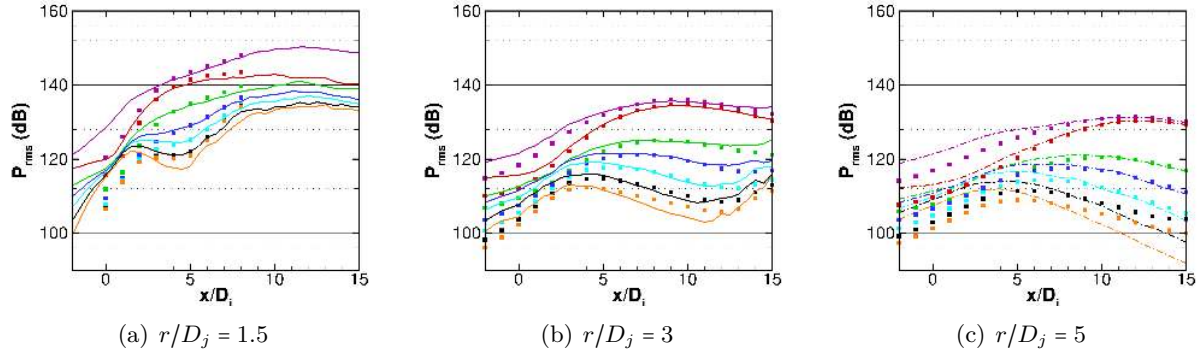


Figure IV.19 – Comparaison des évolutions longitudinales des niveaux rms de pression pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ aux positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$ entre la simulation Very Fine et les données expérimentales. —, Very Fine ; ■, EXP ; violet, signal total ; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$.

énergétiques similaires pour ces fréquences.

À $r/D_j = 1.5$, les modes azimutaux tendent à avoir des niveaux de plus en plus similaires au fur et à mesure que l'on se déplace vers l'aval, et ceci aux basses fréquences comme on peut le voir sur la figure IV.20, donc non concernées par la dissipation numérique.

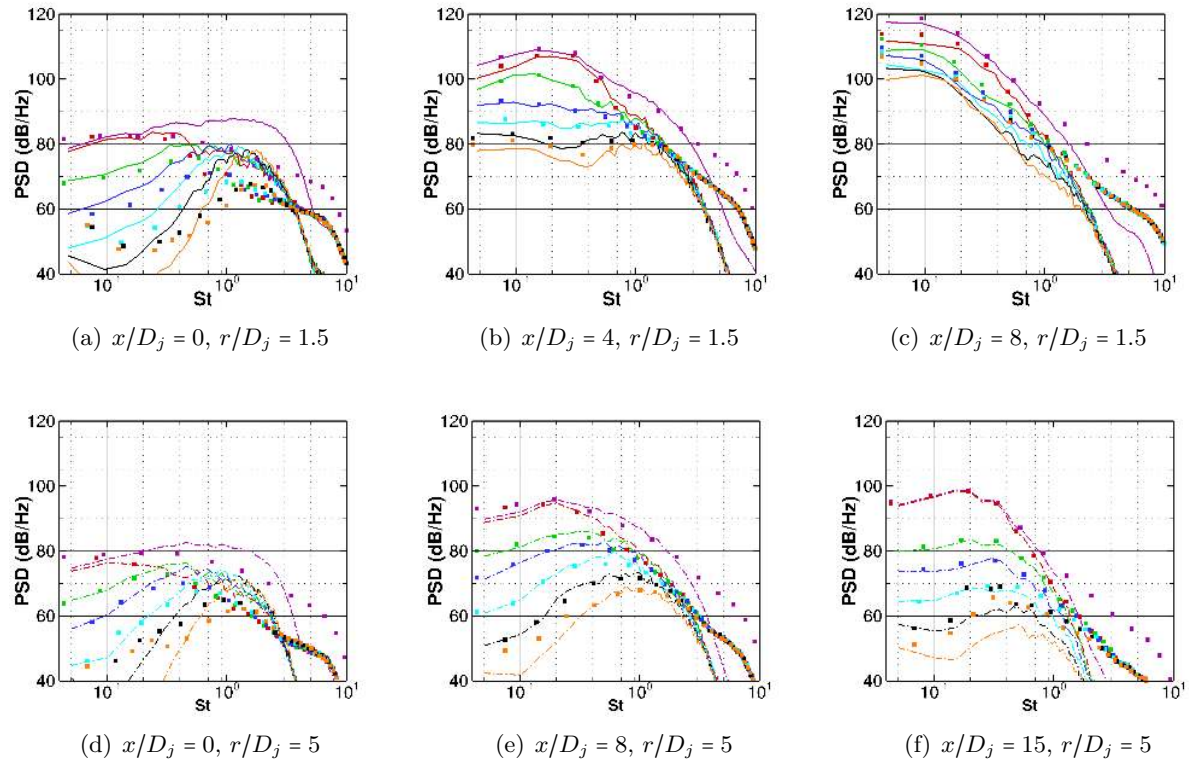


Figure IV.20 – DSPs de la pression en champ proche à différentes positions axiales et radiales pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$. —, Very Fine ; ■, EXP ; violet, signal total ; rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$.

À $r/D_j = 5$, les niveaux numériques sous-estiment les niveaux expérimentaux pour les positions en aval $x/D_j \geq 10$ et pour les modes azimutaux $|m| \geq 4$. Cette sous-estimation vient de la dissipation des hautes fréquences à cause du déraffinement du maillage. En effet, comme on peut le voir sur la figure IV.20(f) à $(x/D_j = 15 ; r/D_j = 5)$, les fréquences proches de $St = 1$ sont importantes pour les modes azimutaux d'ordre élevé. Comme la fréquence de coupure

du maillage est proche de $St = 1$, ces modes azimuthaux sont sous-estimés. Cependant, pour les données expérimentales, pour lesquelles toutes les fréquences sont résolues, ces modes sont négligeables quand on les compare aux modes $|m| \leq 3$ qui représentent plus de 95% de l'énergie pour les positions en aval loin de l'axe. L'impact sur le signal complet est donc minime.

À l'exception de la surestimation visible pour les positions à proximité de la sortie de tuyère, un bon accord est obtenu entre les données numériques et les données expérimentales, pour les positions $x/D_j \geq 4$. En effet, pour ces positions, il y a une différence de l'ordre de 1 dB/Hz (au plus) pour les fréquences $St \leq 1$, correspondant à la fréquence de coupure numérique. Le champ proche de pression est donc considéré bien résolu par la simulation *Very Fine* excepté pour la zone autour de l'éjection.

IV.2.4 Pression en champ lointain

IV.2.4.1 Influence de la surface d'intégration

Nous allons maintenant étudier les signaux de pression en champ lointain obtenus à partir de l'analogie de Ffowcs Williams & Hawkins, on peut se référer à la section IV.1.3 pour plus de précisions sur la méthode. Pour l'intégration, les données ont été stockées sur deux surfaces de contrôle (cf. section IV.1.4 et figure IV.5), une surface à la frontière de la zone raffinée et une autre légèrement plus proche du jet. Les deux surfaces sont distantes d'environ $0.5D_j$ l'une de l'autre. La position de la surface d'intégration est un compromis : on doit être au plus proche des sources pour limiter la dissipation numérique mais pas trop proche du jet pour ne pas avoir de fluctuations turbulentes qui traverseraient la surface et généreraient du bruit parasite. L'objectif étant d'analyser l'influence du choix de la surface d'intégration sur les signaux calculés.

Sur la figure IV.21, les DSPs des signaux de pression en champ lointain obtenus à partir des deux surfaces pour différentes positions angulaires sont comparées. On peut voir que pour chacune des positions angulaires représentées, les DSPs sont très similaires et se superposent quasiment. Cependant on peut constater des légers écarts aux hautes fréquences pour $St \geq 2$, c'est-à-dire au-dessus des fréquences pour lesquelles le maillage dans la zone raffinée a été défini. Les signaux calculés à partir de la surface $S2$, la surface la plus éloignée du jet, ont des niveaux spectraux plus faibles. Ceci est dû à la dissipation numérique directement liée à l'étirement du maillage dans la direction radiale en s'éloignant du jet. Cependant, les fréquences concernées par cette dissipation numériques ont des niveaux spectraux inférieurs de 10 dB/Hz au maximum par rapport au niveau maximal du spectre et pour les deux surfaces, les fréquences supérieures à $St = 2$ sont rapidement atténuées. Ces écarts n'ont donc qu'une influence négligeable sur les signaux calculés.

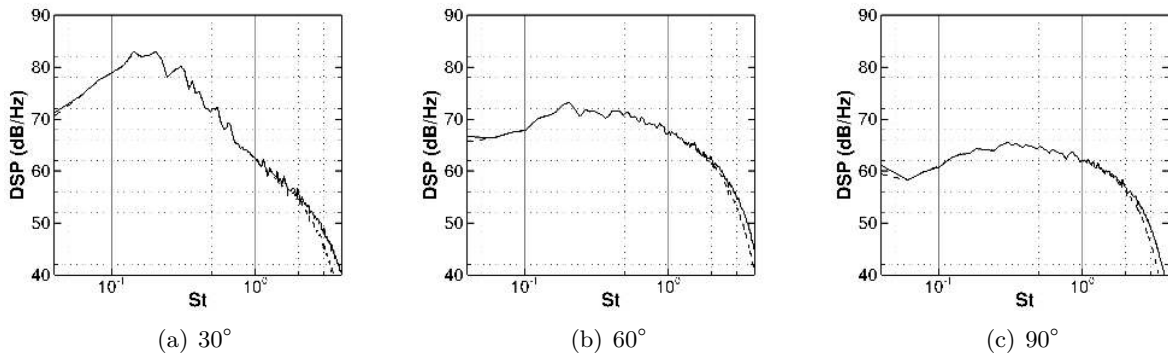


Figure IV.21 – Comparaison des DSPs en champ lointain à $75D_j$ obtenues à partir des surfaces de contrôle $S1$ et $S2$ pour la simulation *Very Fine*. —, $S1$; - - -, $S2$

On peut également constater un léger écart pour les basses fréquences $St \leq 0.6$, notamment pour les signaux en amont de $\Theta = 60^\circ$. Les signaux calculés à partir de la surface $S1$, plus proche du jet, ont des niveaux plus élevés pour ces fréquences. Ces écarts peuvent être dus au fait que la surface $S1$ est trop proche du jet et ainsi des structures turbulentes peuvent la traverser générant un bruit parasite.

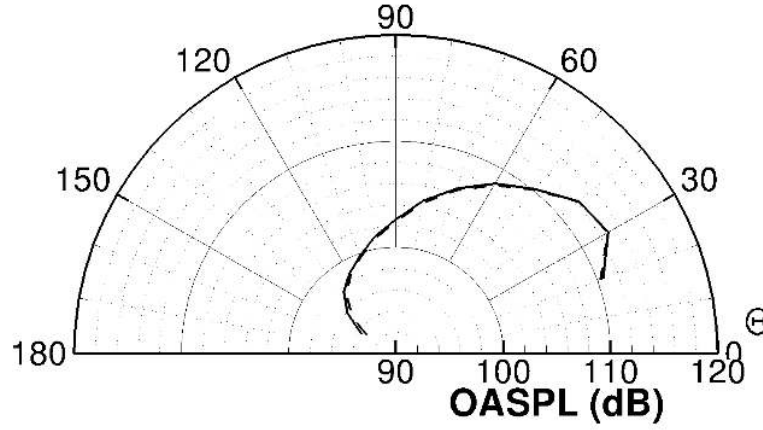


Figure IV.22 – Comparaison des directivités de la pression en champ lointain à $75D_j$ de la sortie de tuyère obtenues à partir des surfaces de contrôle $S1$ et $S2$ pour la simulation *Very Fine*. Les niveaux sont intégrés pour les fréquences $[200\text{Hz} ; 20\text{kHz}]$ (i.e. $St \in [0.04 ; 4]$). — , $S1$; - - - , $S2$

Quand on regarde la directivité des niveaux intégrés obtenus à partir des deux surfaces (représentés sur la figure IV.22), on se rend compte que les écarts constatés sur les DSPs ont une influence mineure. En effet, les écarts constatés sont de l'ordre de 0.2 dB au maximum pour les positions angulaires $\Theta \leq 120^\circ$ et de 0.6 dB pour $\Theta \geq 120^\circ$, ce qui reste très faible.

Dans la suite, les signaux en champ lointain utilisés pour la simulation *Very Fine* seront ceux calculés à partir de la surface d'intégration $S2$.

IV.2.4.2 Comparaison aux mesures

Le bon accord obtenu sur les DSPs entre la simulation *Very Fine* et les mesures en champ proche pour les positions en aval nous amène à penser que ce sera aussi le cas en champ lointain, au moins pour les directions en aval où l'énergie est maximale. C'est effectivement le cas sur la figure IV.23 pour la position angulaire à 30° . À 60° , quelques écarts commencent à apparaître. Il y a une légère surestimation pour les fréquences autour de $St = 1$ et une légère sous-estimation pour les basses fréquences $St \leq 0.2$. Ces écarts sont également visibles sur la densité spectrale à 90° mais y sont un peu plus marqués. Pour toutes les positions angulaires la simulation *Very Fine* présente un meilleur accord que les autres simulations.

La surestimation pour les fréquences autour de $St = 1$, visible tout particulièrement à 90° en champ lointain, est liée à celle observée en champ proche pour les positions axiales proche de la sortie de tuyère (i.e. pour $x/D_j \leq 4$). Toutefois, la différence est moins visible en champ lointain qu'en champ proche. En effet, à $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 1.5$, la surestimation est de l'ordre de 10 dB/Hz, alors que pour les signaux en champ lointain à 90° , la surestimation est de l'ordre de 4 dB/Hz. La plus forte surestimation observée en champ proche à $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 1.5$ peut être due à la pression hydrodynamique. L'amplitude de la pression hydrodynamique décroît selon une loi exponentielle (voir Suzuki & Colonius[131]) alors que l'amplitude de la pression acoustique décroît selon une loi en $1/r^2$. Ceci est en accord avec la surestimation de 5 dB/Hz observée en champ proche à $x/D_j = 0$ et $r/D_j = 5$.

Comme on peut le voir sur les DSPs à $r/D_j = 1.5$ (cf. figure IV.18), la fréquence de coupure numérique est plus haute et ainsi le bruit additionnel généré par les appariements dans la couche de cisaillement n'est pas aussi dissipé que pour les signaux en champ lointain. Cette surestimation d'environ 4 dB est du même ordre de grandeur que celle obtenue par Bogey *et al.*[25] avec une simulation numérique d'un jet subsonique ayant un niveau initial de turbulence de 6%.

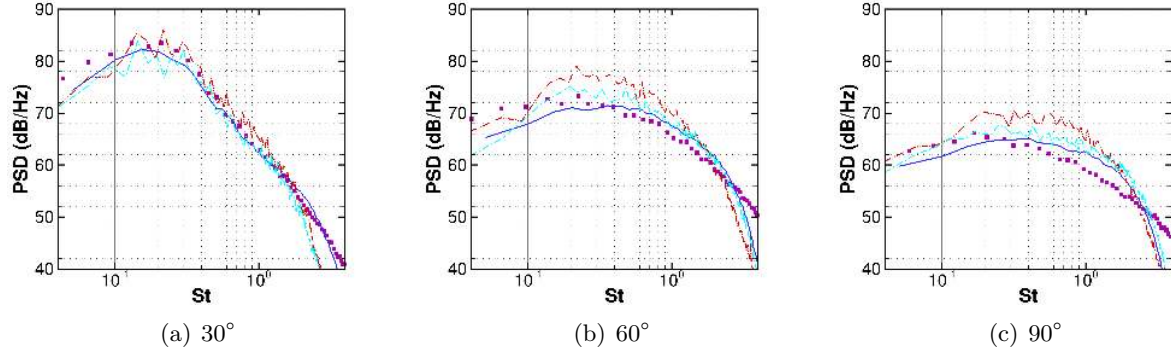


Figure IV.23 – DSPs dans le champ lointain de pression à $75D_j$ de la sortie de tuyère pour différentes positions angulaires. — · · · , Huet[72]; — · — · , Huet_480; — , Very Fine; ■ , EXP

Cependant, on peut voir que pour la DSP à 90° , la surestimation est moins importante pour la simulation *Very Fine* que celle de Huet[72] et Huet_480. Par exemple, pour les fréquences autour de $St = 0.6$, la surestimation par rapport aux données expérimentales est d'environ 7 dB pour la simulation Huet[72], d'environ 4 dB pour la simulation Huet_480 et d'environ 2 dB pour la simulation *Very Fine*. Ceci est le résultat du plus haut niveau de turbulence initial dans la couche de cisaillement et de la discrétisation du maillage plus fine. En effet, nous avons vu dans les sections précédentes que la transition dans la couche de cisaillement pour la simulation *Very Fine* est plus rapide, menant ainsi à des appariements tourbillonnaires moins marqués et donc à un rayonnement acoustique de cette source de bruit additionnelle plus faible pour un jet turbulent.

Nous pouvons voir sur la figure IV.24 que la directivité en champ lointain est bien prédite avec une marge d'erreur de ± 2 dB. L'amélioration par rapport aux simulations précédentes est clairement visible. Une analyse détaillée montre une faible surestimation pour tout un secteur $\Theta \in [70^\circ ; 120^\circ]$. Ceci est attribué aux appariements tourbillonnaires mentionnés précédemment. Cependant, pour les angles $\Theta \geq 130^\circ$ (i.e. les angles dans la direction amont), les niveaux numériques sont inférieurs à ceux issus des mesures. Ceci peut être expliqué par le fait que la surface de contrôle est ouverte à sa frontière amont et ainsi toutes les contributions acoustiques ne sont pas prises en compte pour les signaux acoustiques dans ces directions. La surface de contrôle est également ouverte en aval, causant ainsi une sous-estimation visible pour les positions angulaires en aval ($\Theta \leq 30^\circ$) sur la directivité en champ lointain.

Le bon accord entre les mesures et les signaux numériques observé en champ proche mène à une bonne reproduction du champ lointain. À travers l'amélioration de la simulation du champ aérodynamique, notamment grâce à un maillage plus dense et à un déclenchement de la turbulence, nous avons réussi à obtenir un champ acoustique plus proche des mesures. La réduction de la surestimation du bruit d'appariement, souvent rencontré dans les simulations numériques de jets turbulents, est un effet direct de l'amélioration du champ aérodynamique. En effet, avec une transition de la couche de cisaillement d'un état laminaire vers un état turbulent plus proche de la sortie de tuyère, on obtient un meilleur accord avec l'acoustique en champ lointain. Cependant quelques écarts dus au bruit d'appariement sont toujours présents même si la différence de niveau est limitée, surtout dans la direction à 90° de l'axe du jet.

Nous pouvons voir ainsi l'importance du raffinement du maillage, dans la direction azi-

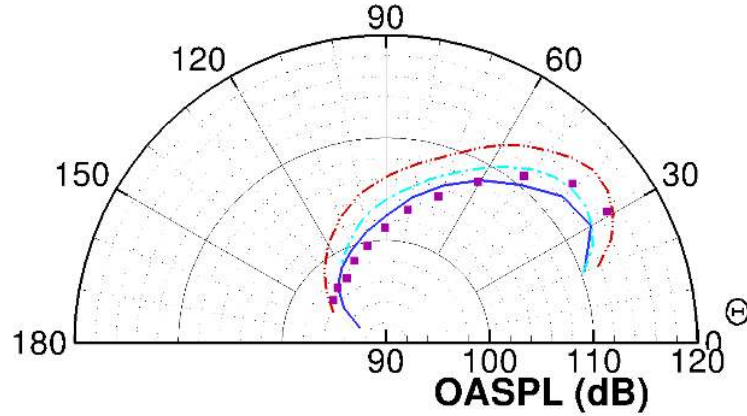


Figure IV.24 – Directivité de la pression en champ lointain à $75D_j$ de la sortie de tuyère. Les niveaux sont intégrés pour les fréquences $[200\text{Hz} ; 20\text{kHz}]$ (i.e. $St \in [0.04 ; 4]$). — · · · · · , Huet[72]; — · — · — · , Huet_480; — , Very Fine; ■ , EXP

mutale notamment, afin d’obtenir des cellules isotropes. Comme on peut le voir à travers la comparaison des résultats obtenus avec les simulations Huet[72] et Huet_480[74], augmenter le nombre de plans azimutaux contribue grandement à améliorer les résultats par rapport aux données expérimentales. Ceci a déjà été montré par Bogey *et al.*[24]. On a également vu l’importance d’avoir une faible taille de maille axiale dans le développement initial de la couche de cisaillement afin de résoudre une large bande fréquentielle d’échelles de la turbulence. C’est important, particulièrement pour la couche de cisaillement, afin de résoudre correctement les structures turbulentes engendrées par la marche dans la tuyère. Comme nous l’avons vu à travers les comparaisons entre les différentes simulations, l’état de la couche de cisaillement a une grande influence sur le développement du jet et donc sur le champ de pression généré.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre, on a présenté une simulation numérique 3D d’un jet chaud subsonique et turbulent à partir de la méthode LES. Cette simulation a été faite sur un maillage réalisé à partir des paramètres identifiés dans le chapitre précédent. L’influence des raffinements axial, radial et azimutal du maillage sur le jet simulé a pu être étudiée grâce à la comparaison avec des simulations précédentes faites sur la même configuration de jet. Une perturbation géométrique sous la forme d’une marche a été utilisée sur la paroi interne de la tuyère, à proximité de l’éjection, afin de déclencher la turbulence et ainsi obtenir une couche de cisaillement initialement turbulente. L’importance des raffinements axial et azimutal a été mise en évidence pour le développement de la couche de cisaillement. Bien que le développement de la couche de cisaillement soit bon, il reste des traces d’un état initialement laminaire.

La simulation présentée dans ce chapitre (i.e. la simulation *Very Fine*) a amélioré la représentation de l’écoulement. Ceci a été évalué au moyen de comparaisons avec une base de données expérimentales complètes sur la configuration étudiée. Cette simulation retrouve la bonne longueur de cône potentiel. Le niveau rms de la vitesse axiale sur l’axe ainsi que la croissance de la couche de cisaillement sont en bon accord avec les mesures. De plus, la turbulence dans la couche de cisaillement et sur l’axe du jet se développe en accord avec les résultats expérimentaux issus de la littérature. La structure spatio-temporelle de la pression en champ proche et celle du champ acoustique lointain correspondent bien à celles des mesures jusqu’à la fréquence de coupure du maillage ($St \approx 1$).

Les données obtenues à partir de la simulation présentée et validée dans ce chapitre sont utilisées dans le chapitre suivant dans le but d'analyser les liens entre l'écoulement du jet et son rayonnement acoustique.

Chapitre V

Analyse des mécanismes de génération de bruit dans un jet chaud subsonique à partir d'un calcul LES validé

Sommaire

V.1	Présentation de l'analyse	124
V.2	Analyse de stabilité par PSE	125
V.2.1	Paramètres utilisés	125
V.2.2	Comparaison PSE/LES/EXP à $r/D_j = 1.5$	126
V.2.3	Comparaison PSE/LES à $r/D_j = 0.5$	127
V.3	Conclusion	128

L'objectif de ce chapitre est d'étudier le rayonnement acoustique d'un jet chaud subsonique turbulent et de le mettre en lien avec l'écoulement afin d'identifier des mécanismes générateurs de bruit. Dans un premier temps, on se sert des données obtenues à partir de la simulation présentée et validée dans le chapitre IV. Cette première partie de l'analyse a fait l'objet d'une soumission à un journal pour publication (donnée en annexe A) ; elle est résumée dans ce chapitre. Dans un second temps, une analyse de stabilité linéaire par approche PSE (*Parabolized Stability Equations*) est réalisée en complément de l'étude des données de la simulation numérique pour relier les résultats obtenus à l'évolution des ondes d'instabilité du jet.

V.1 Présentation de l'analyse

Dans la littérature, les relations entre les différentes régions impliquées dans le rayonnement acoustique d'un jet ont fait l'objet de plusieurs études : à partir de données expérimentales entre l'écoulement et le champ lointain[141], entre l'écoulement et le champ proche[65] et entre le champ proche et le champ lointain[67, 68, 66] ; avec des données numériques entre l'écoulement et le champ proche[18]. Dans le champ lointain, Tam *et al.*[140] ont mis en évidence deux comportements distincts du rayonnement acoustique dans les directions en aval et dans les directions plus en amont. Le rayonnement dans les directions plus en amont a été attribué à la turbulence fine peu corrélée. Les auteurs ont attribué le rayonnement dans les directions en aval aux structures turbulentes grandes échelles fortement corrélées de l'écoulement. Toujours dans ces directions aval, Bogey & Bailly[18] suggèrent la présence d'un mécanisme générateur de bruit autour de la fin du cône potentiel et montrent qu'il est lié au rayonnement acoustique. Ces analyses ont été faites à partir de calculs de corrélation entre l'écoulement et le champ lointain, mais aucun lien avec le champ proche n'a été mis en évidence. Hall *et al.*[67, 68, 66] montrent une relation forte entre le rayonnement acoustique en champ lointain dans les directions aval et le mode axisymétrique du champ proche de pression particulièrement pour les positions en aval de la fin de cône potentiel. Cependant leurs travaux n'ont pas porté sur la relation avec l'écoulement. Aucune étude n'a été faite sur le lien entre l'écoulement, le champ proche et le champ lointain.

À partir des différents stockages réalisés avec la simulation *Very Fine* du chapitre IV (présentés dans la section IV.1.4 du chapitre IV), il est possible d'étudier la relation entre l'écoulement du jet et le champ de pression qu'il génère à proximité et en champ lointain.

Dans un premier temps, l'analyse porte sur la pression en champ lointain et plus particulièrement sa structure azimutale et les corrélations entre les signaux dans les différentes directions de propagation. La décomposition azimutale du champ lointain montre que le mode axisymétrique est plus énergétique que les autres modes azimutaux sur le secteur aval $\Theta \in [20^\circ ; 50^\circ]$ avec plus de 50% de l'énergie totale. Cette dominance est particulièrement marquée pour les basses fréquences autour de $St = 0.2$ correspondant au maximum du rayonnement acoustique dans ces directions de propagation, en accord avec les travaux de Juvé *et al.*[83] et Cavalieri *et al.*[36]. Les calculs de corrélation montrent également que le mode axisymétrique contribue aux niveaux élevés de corrélation obtenus entre les signaux dans ce secteur (supérieurs à 0.4) et qui ont également été observés par Viswanathan[154] et Tam *et al.*[141]. Pour les directions plus en amont, les spectres présentent un comportement plus large bande, les différents modes azimutaux ont des niveaux comparables et les niveaux de corrélation chutent. Entre les directions de propagation à 30° et 90° , notamment à 60° , il y a une zone de transition où les deux comportements identifiés sont présents avec une importance relative différente suivant la direction.

Dans un second temps, l'analyse consiste à relier les comportements identifiés en champ lointain avec l'écoulement et le champ proche à partir de calculs de corrélation. Ainsi, le rayonnement acoustique à 90° est corrélé au champ proche, sur une zone étroite à proximité de la sortie de tuyère, ce qui est cohérent avec les faibles niveaux de corrélation obtenus entre les signaux en champ lointain pour cette direction. De plus, les corrélations avec la couche de cisaillement montrent que ce rayonnement semble lié à la zone proche de la tuyère où les échelles intégrales de longueur sont encore petites. On peut rapprocher ces résultats des travaux de Tam & Chen[138] et Tam[132] qui relient le rayonnement acoustique pour les directions amont au caractère aléatoire du rayonnement des petites échelles de la turbulence.

L'analyse du rayonnement acoustique dans les directions aval montre qu'il est fortement

corrélé à la zone « acoustique »¹ du champ proche avec des niveaux supérieurs à 0.5 et pouvant aller jusqu'à 0.88. Dans cette zone du champ proche, le mode axisymétrique et les basses fréquences autour de $St = 0.2$ dominant. Des tendances similaires ont été obtenues par Hall *et al.*[68] à partir de données expérimentales, mais dans leurs travaux, une seule position radiale était étudiée. Dans la présente étude, des ondes de pression se développant dans la couche de cisaillement vers l'aval sont mises en évidence au moyen de calculs de corrélation entre la pression sur l'axe et la pression dans la couche de cisaillement. Ces calculs de corrélation montrent l'étroite relation entre la couche de cisaillement et l'axe, d'autant plus avec le mode axisymétrique. Ces ondes de pression sont également liées à la turbulence en fin du cône potentiel et au rayonnement acoustique en aval. Les niveaux de corrélation significatifs obtenus entre la turbulence en fin de cône potentiel et le rayonnement acoustique aval, en accord notamment avec Bogey & Bailly[18], peuvent donc n'être qu'une conséquence de ces ondes de pression. En accord avec Hileman *et al.*[70] et Koenig *et al.*[91], des événements énergétiques intermittents sont mis en évidence dans le rayonnement acoustique en aval dont ils représentent la principale contribution énergétique. Des événements similaires sont isolés dans les ondes de pression se développant dans la couche de cisaillement à partir d'un filtrage conditionnel se basant sur la corrélation entre le signal de pression de la couche de cisaillement et celui du rayonnement aval. On peut relier ces derniers résultats aux sources de paquets d'ondes intermittents montrées par Cavalieri *et al.*[35] comme étant un mécanisme potentiel pour le rayonnement acoustique dans les directions aval.

L'intégralité de la méthodologie employée et de l'analyse ainsi que le détail des résultats obtenus sont présentés dans l'annexe A.

V.2 Analyse de stabilité par PSE

En complément de l'étude résumée dans la section précédente, une analyse de stabilité a été faite au moyen de l'approche PSE linéaire (présentée dans la section I.3.3 du chapitre I). Elle nous permet d'étudier l'évolution des structures cohérentes, représentées sous forme d'ondes d'instabilité, dans le jet. Les calculs ont été réalisés par Maxime Itasse[79], dans le cadre de sa thèse sur l'approche PSE non linéaire, à partir des données issues de la simulation LES réalisée pour la présente étude. Une analyse similaire avait déjà été faite par Piot *et al.*[113] à partir de la simulation LES de Muller[109] et des mesures de 2005, mais du fait de la sous-résolution de la simulation LES et de l'étendue alors limitée des mesures dans la direction axiale, les résultats n'étaient pas totalement concluants.

V.2.1 Paramètres utilisés

Le champ de base utilisé pour les calculs PSE correspond au champ moyen obtenu par la simulation LES présentée dans le chapitre précédent. Comme la grille de maillage LES est différente de la grille de maillage PSE, il est nécessaire de traiter les données issues de la simulation LES afin de pouvoir les utiliser pour le calcul PSE : la vitesse axiale moyenne \bar{u}_x ainsi que la masse volumique moyenne $\bar{\rho}$ ont été interpolées à partir de la grille de maillage LES ; la vitesse radiale moyenne \bar{u}_r a été reconstruite à partir de l'équation de continuité ; les gradients, quant à eux, ont été obtenus à partir des grandeurs interpolées sur la grille PSE. Les équations de l'approche PSE sont résolues sur la grille de maillage PSE avec une taille de maille axiale constante $\Delta x/D_j = 0.1$, à partir d'un schéma décentré amont d'ordre 1 pour les dérivées axiales et un schéma compact aux différences finies d'ordre 4 sur maillage irrégulier pour les dérivées radiales. Plus de détails sur la méthode de résolution des équations PSE sont disponibles dans Léon[97] et Itasse[79]. La résolution des équations PSE permet donc d'obtenir des champs 2D

1. identifiée dans le chapitre II

de perturbations à un mode azimutal m et une fréquence St donnés suivant les positions axiale et radiale pour la vitesse (u_x, u_r, u_θ) , la masse volumique ρ et la pression p .

Comme mentionné dans le chapitre I, du fait que les équations sont linéaires et homogènes, les solutions obtenues par l'approche PSE permettent d'obtenir la forme des perturbations et non l'amplitude. Les amplitudes des perturbations sont donc recalées à partir des données obtenues par la simulation LES, celle-ci servant de données d'entrée au calcul par l'approche PSE.

V.2.2 Comparaison PSE/LES/EXP à $r/D_j = 1.5$

Dans un premier temps, les données obtenues à partir des calculs PSE et celles par la simulation LES sont comparées aux données expérimentales afin de disposer d'une référence validée. Les comparaisons sont faites à $r/D_j = 1.5$ car cette position radiale correspond à la position la plus proche de l'axe du jet pour laquelle les données expérimentales sont disponibles (cf. chapitre II).

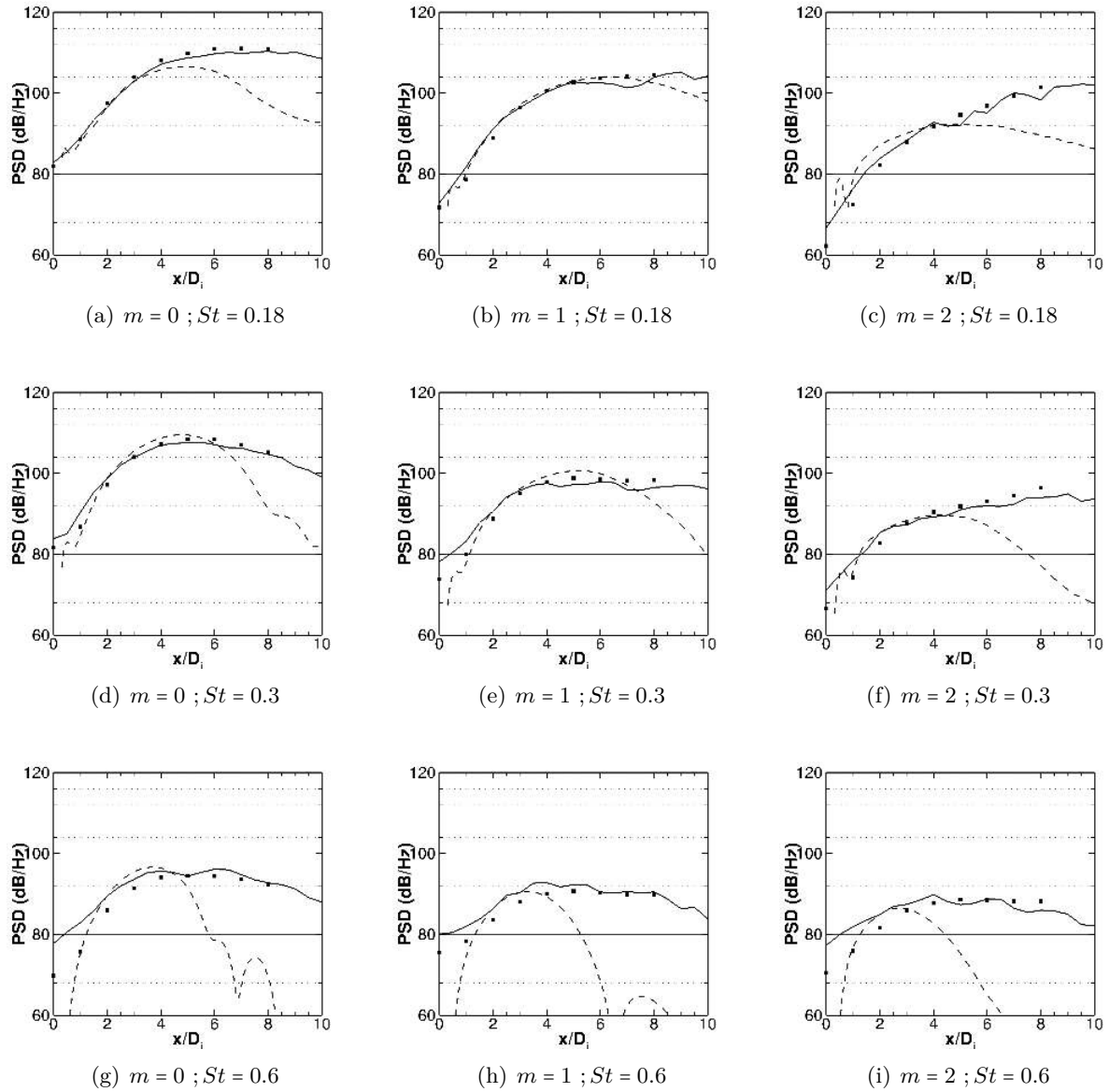


Figure V.1 – Comparaison des évolutions axiales à $r/D_j = 1.5$ des modes azimutaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ aux fréquences $St \in \{0.18 ; 0.3 ; 0.6\}$ obtenues par la simulation LES (—), l'approche PSE (---) et les données expérimentales (■).

Les comparaisons à $r/D_j = 1.5$ pour les modes azimutaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ et les fréquences $St \in \{0.18 ; 0.3 ; 0.6\}$ sont représentées sur la figure V.1. Pour les fréquences plus basses (i.e. $St \lesssim 0.1$), l'approximation d'écoulement faiblement non parallèle n'est plus respectée et pour les fréquences plus élevées (i.e. $St \gtrsim 0.8$), le nombre de points par longueur d'onde est insuffisant. Les évolutions sont représentées en fonction de la position axiale adimensionnée par le diamètre D_j de la tuyère. On peut noter le bon accord entre les données LES et les données expérimentales pour $x/D_j \in [0 ; 8]$. Néanmoins, des écarts sont visibles à $St = 0.6$ pour $x/D_j \leq 4$; ils sont à rapprocher de la surestimation par la LES des niveaux de pression mesurés en champ proche (cf. section IV.2.3 du chapitre IV). Pour les positions $x/D_j \geq 8$ plus en aval les données expérimentales ne sont plus disponibles².

Quand on regarde les données obtenues à partir de l'approche PSE, on constate un bon accord avec les données LES durant toute la phase de croissance des perturbations, pour tous les modes azimutaux et toutes les fréquences représentés. Puis, quand l'amplitude de la perturbation commence à décroître, des fortes différences sont visibles, les amplitudes PSE ayant une plus forte décroissance que les amplitudes LES. Pour chaque mode azimutal, plus la fréquence est grande, plus la saturation des perturbations PSE, avant décroissance, apparaît proche de l'éjection, en accord avec les résultats de stabilité classique (cf. Michalke[107]). Comme la décroissance des amplitudes des perturbations calculées par l'approche PSE commence vers la fin de cône potentiel (pour rappel $L_c = 5.4D_j$), ces écarts peuvent être attribués aux effets non linéaires, effets captés par la LES et non par l'approche PSE.

V.2.3 Comparaison PSE/LES à $r/D_j = 0.5$

Les solutions PSE ayant donné un bon accord avec les données LES et expérimentales pour toute la phase de croissance des perturbations, nous nous intéressons maintenant à l'évolution des perturbations PSE à $r/D_j = 0.5$, c'est-à-dire dans la couche de cisaillement, zone où aucune mesure azimutale n'est disponible. Cela va ainsi nous permettre d'étudier la croissance des structures cohérentes dans la couche de cisaillement.

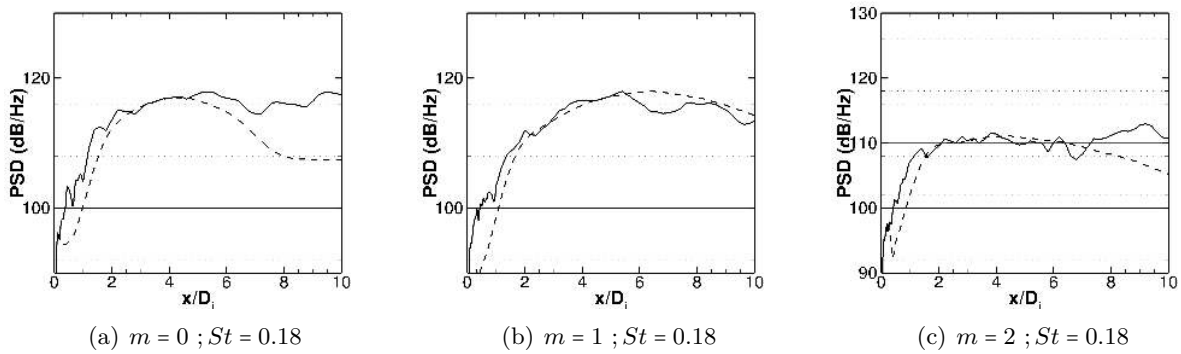


Figure V.2 – Comparaison des évolutions axiales à $r/D_j = 0.5$ des modes azimutaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ à la fréquence $St = 0.18$ obtenues par la simulation LES (—) et l'approche PSE (---)

On représente sur la figure V.2 les évolutions longitudinales des modes azimutaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ à $St = 0.18$. Cette fréquence correspond à celle du maximum de rayonnement acoustique en champ lointain dans les directions en aval (cf. section IV.2.4 du chapitre IV). Pour ces comparaisons, le même recalage en amplitude que celui utilisé pour les comparaisons à $r/D_j = 1.5$ (figure V.1) a été utilisé pour chaque couple ($m ; St$). Ainsi la croissance des ondes d'instabilité

2. microphones trop proches du jet

obtenue à $r/D_j = 0.5$ par PSE est en accord avec la simulation LES également dans la couche de cisaillement. On constate que les évolutions des modes $m = 1$ et $m = 2$ issus de la LES sont très similaires à celles obtenues avec l'approche PSE dans la phase de croissance et, contrairement à $r/D_j = 1.5$, même dans la phase de décroissance. Pour le mode axisymétrique, les mêmes tendances qu'à $r/D_j = 1.5$ sont observées : pendant la phase de croissance des instabilités, les données PSE et LES sont en bon accord, puis, après saturation, les instabilités PSE décroissent plus rapidement que les données LES. L'amplitude du mode axisymétrique calculée par PSE sature aux alentours de $x/D_j = 4.3$. Cette position, qui est en amont de la fin de cône potentiel, est très proche de la position³ pour laquelle un maximum de corrélation entre la pression acoustique en aval et le mode axisymétrique de pression dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) a été obtenu (cf. section V.1). Ainsi la position correspondant au maximum d'amplitude des structures cohérentes est fortement liée au rayonnement acoustique dans les directions en aval.

On peut rapprocher ce résultat des mécanismes de production de bruit liés aux structures cohérentes présentes dans la couche du cisaillement proposés par Hileman *et al.*[70, 71] et Kastner *et al.*[85] et tout particulièrement l'effondrement des structures cohérentes aux alentours de la fin de cône potentiel⁴. En aval, les écarts entre les amplitudes PSE et LES pour le mode axisymétrique suggèrent la présence d'effets non linéaires qui semblent moins présents pour les modes azimutaux d'ordre $m = 1$ et $m = 2$.

V.3 Conclusion

Dans ce chapitre, l'analyse⁵ de la simulation numérique réalisée lors de ces travaux de thèse a mis en évidence la présence de deux comportements distincts dans le rayonnement acoustique lointain, pour les directions à 30° et 90° .

Dans les directions aux alentours de 90° , les spectres n'ont pas de fréquence dominante et les modes azimutaux ont des niveaux énergétiques comparables. Des niveaux de corrélation très bas entre les microphones ont été obtenus entre les signaux en champ lointain pour ces directions pour tous les modes azimutaux. Ce rayonnement ne semble pas être lié à l'axe du jet mais plutôt au début de la couche de cisaillement où les échelles de corrélation des structures turbulentes sont petites. Ces résultats sont en accord avec l'hypothèse selon laquelle cette émission acoustique serait générée par la turbulence fine aléatoire présente tout du long de la couche de cisaillement.

Pour les directions aux alentours de 30° , c'est-à-dire la direction de rayonnement principale, le mode axisymétrique domine. Les fréquences autour de $St = 0.2$ dominent les spectres et des niveaux élevés d'intercorrélation sont obtenus sur une large plage angulaire, tout particulièrement pour le mode axisymétrique. Tous ces résultats sont en accord avec la littérature.

Il a été mis en évidence que le rayonnement à 30° est également fortement lié à la zone « acoustique » mise en évidence dans le chapitre II. Qui plus est, les signaux de pression dans ces directions présentent des événements énergétiques intermittents qui contribuent à la majeure partie du rayonnement acoustique. Ces événements viennent de la couche de cisaillement dans laquelle des ondes de pression se développent, se propagent dans la direction du cône potentiel, et contribuent au rayonnement dans les directions en aval. Cette relation est d'autant plus forte pour le mode axisymétrique de la couche de cisaillement en amont de la fin de cône potentiel, où une analyse de stabilité par PSE montre que les structures cohérentes associées à ces modes saturent avant de décroître. Ces ondes de pression sont également liées à la turbulence en fin de cône potentiel, cette turbulence étant ainsi liée au rayonnement aval.

Le rayonnement acoustique dans les directions autour de 60° semble être une transition entre les deux comportements. En effet, le mode axisymétrique n'est pas autant dominant, les

3. pour rappel : $x/D_j = 4.4$, cf. annexe A

4. les autres mécanismes proposés sont l'enroulement des structures cohérentes et l'interaction entre les structures de la couche de cisaillement diamétralement opposées

5. détaillée dans l'article donné en annexe A

fréquences autour de $St = 0.2$ ne ressortent pas autant et les niveaux de corrélation sont plus bas.

Synthèses et perspectives

Synthèses

Ces travaux de thèse s'inscrivent dans le contexte de la réduction des nuisances sonores autour des zones aéroportuaires liées au bruit du trafic aérien. Cette étude se concentre sur le bruit de jet, première source de bruit d'un avion au décollage, et plus particulièrement sur l'identification et l'analyse des mécanismes de génération du bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques.

Pour cela, nous avons dans un premier temps analysé une base de données expérimentales de signaux de pression mesurés à proximité d'un jet subsonique chaud à $M_j = 0.7$, $T_j/T_\infty = 2.96$, $D_j = 0.08$ m et $Re = 4.10^5$. Le champ proche de pression est plus riche en informations que le champ lointain qui ne contient que les fluctuations de pression acoustiques. Ainsi, étudier ce champ proche peut permettre de mieux analyser le lien entre les structures turbulentes de l'écoulement et le champ de pression qu'elles génèrent. Les mesures de pression étudiées ont été acquises au moyen d'une antenne azimutale de microphones pour des positions axiales et radiales couvrant une zone spatiale étendue. De telles données permettent d'avoir accès aux modes azimutaux du champ de pression ainsi qu'à leur structure fréquentielle. En particulier, l'analyse des données s'est portée sur la répartition spatiale des moments statistiques d'ordre élevé ainsi que sur celle des composantes fréquentielles des modes azimutaux.

Deux zones aux caractéristiques différentes ont été mises en évidence dans le champ proche. Une première zone se situe en aval de la fin du cône potentiel et à proximité du jet. Cette zone du champ de pression présente une forte intermittence, les modes azimutaux ont des contributions équivalentes et tendent à avoir des spectres similaires, dominés par les basses fréquences $St \leq 0.1$. Tous ces résultats sont en accord avec des caractéristiques des fluctuations de pression hydrodynamiques mises en évidence dans la littérature, notamment par Suzuki & Colonius[131] et Grizzi & Camussi[61]. La deuxième zone identifiée correspond à un secteur dont l'origine se situe en amont de la fin du cône potentiel, quand on est à proximité du jet, et se décale vers l'aval quand on s'éloigne du jet. Dans cette zone, le mode axisymétrique domine, les fréquences aux alentours de $St = 0.2$ sont prépondérantes, donnant aux spectres une allure pointue avec une décroissance des niveaux spectraux aux hautes fréquences en St^{-2} . Ces résultats s'accordent avec ceux obtenus par Hall *et al.*[67, 68, 66] au moyen de calculs de corrélation entre le champ proche et le champ lointain et ceux obtenus par Grizzi & Camussi[61] au moyen d'une séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression basée sur la transformée en ondelettes. De plus, ces caractéristiques sont similaires à celles observées en champ lointain notamment par Juvé *et al.*[83] et Cavalieri *et al.*[36]. Dans cette zone, les fluctuations de pression ont donc un comportement acoustique.

Les effets combinés de l'élévation de température et de vitesse sur la composition azimutale ont également été étudiés au moyen de mesures similaires à celles sur le jet chaud mais sur un jet isotherme avec la même tuyère et le même nombre de Mach $M_j = 0.7$. Nous avons ainsi montré que l'augmentation combinée de la température et de la vitesse augmente de manière globale les niveaux rms de pression en champ proche. Cette augmentation favorise le mode axisymétrique

en le rendant encore plus prépondérant dans le champ de pression⁶ à proximité du jet. Les niveaux énergétiques aux fréquences $St \approx 0.2$ sont également plus importants.

Les mesures azimuthales utilisées ont été acquises pour une position axiale et radiale de l'antenne à la fois, et sans être synchronisées avec l'écoulement ou avec le champ lointain. Il n'était donc pas possible de poursuivre l'analyse, en particulier afin de lier les résultats obtenus à l'écoulement. Pour pallier ce problème, nous avons choisi de réaliser une simulation numérique LES reproduisant fidèlement la configuration de jet étudiée.

De telles simulations numériques ont déjà été faites sur la même configuration par Muller[109] et Huet[72]. La simulation de Muller, datant de 2006, présentait de forts écarts au niveau du champ aérodynamique du jet ainsi que du champ de pression généré, conséquence d'un maillage trop grossier. Celle faite par Huet en 2010 sur un maillage plus dense⁷ améliore les résultats mais des écarts persistent. La principale raison vient de la sous-discrétisation des couches limites dans la tuyère qui est un problème récurrent pour la simulation d'un jet turbulent à haut nombre de Reynolds. La résolution des couches limites mènerait à des coûts de calcul prohibitifs. Pour contourner ce problème, il est nécessaire de déclencher la turbulence dans la couche limite en amont de l'éjection au moyen de perturbations spatio-temporelles[16, 21] ou de perturbations géométriques[58, 124]. Cependant, un déclenchement de la turbulence ne suffit pas, il est également nécessaire de raffiner le maillage[24]. Ici, le choix a été fait d'utiliser un bruitage géométrique sous la forme d'une marche sur la paroi interne de la tuyère. Une première tentative de simulation avec marche a ainsi été mise en œuvre. Des résultats prometteurs ont été obtenus au niveau de la couche de cisaillement, sans atteindre pour autant la qualité de restitution souhaitée. Nous avons donc réalisé une étude paramétrique sur la marche (hauteur, discrétisation et position) ainsi que sur certains paramètres de maillage (déraffinement axial dans la couche de cisaillement et discrétisation azimuthale). L'étude s'est concentrée sur une zone limitée de l'espace permettant d'investiguer le développement initial de la couche de cisaillement ($0 \leq x/D_j \leq 3$), cette zone présentant une grande importance pour le développement du jet[77, 78]. Les grandeurs étudiées sont le taux de turbulence dans la tuyère et en aval de l'éjection, l'épaississement de la couche de cisaillement ainsi que les spectres de vitesse. Les calculs menés ne permettent pas d'explorer le jet ailleurs qu'à proximité de la tuyère : en amont, proche de la paroi et en aval dans la couche de cisaillement jusqu'à $x/D_j = 1$. Des comparaisons avec les mesures ont été réalisées quand cela était possible. Les paramètres testés donnant les meilleurs résultats sont : une marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$ discrétisée avec 16 mailles et située à $x_m/D_j = -0.5$, un déraffinement axial du maillage en sortie de tuyère inférieur à 1% et 960 plans azimuthaux. Les simulations réalisées dans l'étude paramétrique avec 480 plans azimuthaux donnent cependant des tendances assez proches de celles obtenues avec 960 plans. La discrétisation azimuthale avec 960 plans pour un calcul complet demandant trop de ressources informatiques et menant à un temps de restitution incompatible avec les travaux de thèse, nous avons décidé d'en utiliser 480. Ces paramètres permettent d'obtenir un taux de turbulence en sortie de tuyère de l'ordre de 5.5% et un développement initial de la couche de cisaillement en accord avec les données expérimentales. De plus, les densités spectrales de puissance de vitesse dans la couche de cisaillement présentent une décroissance des niveaux en hautes fréquences en $St^{-5/3}$. Ceci caractérise un comportement turbulent qui prend naissance très proche de la sortie de tuyère et se prolonge en aval.

À partir des paramètres identifiés lors de l'étude paramétrique, un nouveau maillage sur 360° est réalisé. La simulation du champ aérodynamique complet du jet et de son champ de pression généré est réalisée à partir de ce maillage avec la méthode LES. La pression acoustique en champ lointain est quant à elle obtenue à partir de la formulation de Ffowcs Williams &

6. maximum de contribution de $\sim 60\%$ pour le jet isotherme contre $\sim 85\%$ pour le jet chaud

7. 30×10^6 mailles pour Huet[72] contre 5.7×10^6 mailles pour Muller[109]

Hawkings en surface poreuse[55]. Pour vérifier la qualité de la simulation, les résultats ont été confrontés aux mesures réalisées sur cette configuration de jet ainsi qu'à d'autres mesures issues de la littérature. D'autres simulations ont également été comparées à celle réalisée pour étudier certains effets de maillage (taille de maille initiale dans la couche de cisaillement, déraffinement du maillage, discrétisation azimutale) sur le développement global du jet ainsi que sur l'acoustique rayonnée. Les comparaisons ont porté sur le développement de la couche de cisaillement (croissance moyenne, niveaux de turbulence, échelles intégrales, spectres de vitesse), sur le développement du jet (longueur et rayon du cône potentiel, vitesse axiale rms sur l'axe) ainsi que sur le champ de pression (structure azimutale du champ proche, spectres et directivité en champ lointain). La simulation présente un très bon accord avec les mesures au niveau du développement de la couche de cisaillement et du jet. Les champs de pression obtenus (proche et lointain) sont également en bon accord avec les mesures (écart maximal de ± 2 dB en champ lointain). Les comparaisons faites avec les autres simulations ont mis en avant la nécessité d'avoir une résolution fine du maillage dans la couche de cisaillement (axiale, radiale et azimutale) ainsi qu'un déclenchement de la turbulence. Malgré cela, il subsiste un état laminaire qui disparaît rapidement aux alentours de $x/D_j = 0.1$, mais dont l'effet perdure en champ proche jusqu'à $x/D \leq 4$ et en champ lointain pour les directions autour de 90° . En effet, le taux de turbulence de 5.5% obtenu ne permet pas d'avoir une couche de cisaillement totalement turbulente dès la sortie de tuyère, comme l'ont montré Hussain & Zedan[77] et Bogey *et al.*[25] qui recommandent un taux de 9%. Néanmoins, hors de cette zone, la simulation numérique est en accord avec les mesures que ce soit dans l'écoulement, en champ proche ou en champ lointain. En particulier, l'évolution et les spectres fréquentiels des modes azimutaux en champ proche sont correctement reproduits. La simulation est donc considérée comme valide pour la poursuite de l'analyse des mécanismes physiques de génération du bruit de jet.

Pour analyser les résultats de la simulation, un ensemble de données instationnaires a été stocké. Ces données synchronisées ont été stockées dans la couche de cisaillement, sur l'axe, autour de la fin du cône potentiel, en champ proche et en champ lointain. Il a alors été possible de calculer les corrélations entre différentes zones de l'écoulement et le champ de pression (proche et lointain) afin d'identifier des mécanismes générateurs de bruit. L'analyse a permis dans un premier temps de mettre en évidence deux comportements en champ lointain présentant des caractéristiques différentes suivant la direction de propagation (30° et 90°) en accord avec les travaux de Mollö-Christensen *et al.*[108], Juvé *et al.*[83], Viswanathan[154], Tam *et al.*[141] ou encore Cavalieri *et al.*[36]. Le rayonnement vers 60° apparaît être une transition entre les deux. Dans un second temps, ces comportements ont été mis en relation avec l'écoulement au moyen de calculs de corrélations.

Pour les directions de propagation aux alentours de 90° , le rayonnement acoustique présente des spectres large bande, les signaux sont très peu corrélés entre eux et les modes azimutaux y ont des niveaux équivalents. Ce rayonnement semble lié au début de la couche de cisaillement où les échelles intégrales de longueur de la turbulence sont encore petites. Ceci est en accord avec l'idée que le rayonnement à 90° est généré par la turbulence fine distribuée dans la couche de cisaillement[138].

Dans les directions en aval (aux alentours de 30°), le rayonnement acoustique est le plus énergétique et est dominé par les fréquences autour de $St = 0.2$ et par le mode axisymétrique. Des hauts niveaux de corrélation entre les signaux dans ces directions sont également observés, principalement dus au mode axisymétrique. Ce rayonnement présente également de forts niveaux de corrélation⁸ avec la zone « acoustique » identifiée dans le champ proche à partir des mesures. Des événements intermittents ont été mis en évidence dans le rayonnement acoustique pour ces directions[70, 91] et représentent la majeure partie de son énergie. Les fluctuations de pression acoustiques sont de plus fortement liées à des ondes de pression se développant

8. supérieurs à 0.5 et allant jusqu'à 0.88

dans la couche de cisaillement et se propageant vers la fin du cône potentiel. Les niveaux significatifs de corrélation entre la turbulence en fin de cône potentiel et le rayonnement aval viennent donc de ces ondes de pression. La corrélation du rayonnement acoustique en aval avec la couche de cisaillement est maximale pour le mode axisymétrique de la couche de cisaillement, le maximum étant atteint en amont de la fin du cône potentiel. Une analyse de stabilité linéaire au moyen de l'approche PSE a été menée à partir des données de la simulation numérique pour modéliser l'évolution des structures cohérentes. La position de ce maximum de corrélation correspond à celle où l'analyse de stabilité linéaire s'écarte du calcul. On y retrouve également les événements énergétiques intermittents. Ces résultats ont été rapprochés des travaux de Hileman *et al.*[70, 71] et Kastner *et al.*[85] qui ont mis en avant comme mécanismes de génération du bruit de jet l'effondrement des structures cohérentes et les interactions qu'il peut y avoir entre deux structures de la couche de cisaillement diamétralement opposées.

Les travaux réalisés lors de cette thèse ont permis de mettre en avant la relation très forte existant entre la couche de cisaillement et le rayonnement acoustique dans les directions en aval, i.e. les directions où le rayonnement est le plus énergétique. Les structures turbulentes qui se développent dans la couche de cisaillement depuis les lèvres de la tuyère vers les directions aval croissent et deviennent de plus en plus corrélées, ce que l'on voit à travers la croissance des échelles intégrales. Quand ces structures atteignent une taille critique, elles s'effondrent, sous l'effet d'interactions entre des structures diamétralement opposées ou d'un phénomène de saturation-décroissance. Ce processus est intermittent et présent sur une zone étendue de la couche de cisaillement en amont de la fin du cône potentiel (là où la couche de cisaillement se referme). Cet effondrement des structures cohérentes semble être à l'origine de la génération des paquets d'ondes visibles dans la couche de cisaillement. Ces ondes se propagent dans le jet vers la fin du cône potentiel sous la forme d'ondes planes et à l'extérieur du jet sous la forme d'ondes directives vers l'aval contribuant au rayonnement acoustique. Ce rayonnement est très énergétique et très corrélé; il est dominé par le mode axisymétrique et les basses fréquences autour de $St = 0.2$. Le champ acoustique proche et lointain conserve les traces de ce processus intermittent sous la forme d'événements énergétiques contribuant à la majorité du rayonnement.

Perspectives

Ces travaux ont permis de mettre en avant la complémentarité entre les études expérimentales et numériques dans le cadre du bruit de jet. Chacune des deux approches permet de résoudre les limites de l'autre. Les données expérimentales sont limitées par le nombre de capteurs et leur caractère intrusif, ce qui n'est pas le cas des données numériques qui, elles, sont limitées par la durée des signaux, contrairement aux données expérimentales.

Dans la continuité de ces travaux, il convient de poursuivre les efforts sur le développement de mesures synchronisées entre l'écoulement et le champ proche de pression, notamment au moyen d'acquisitions simultanées comme celles de Hall *et al.*[65] entre un système LDV (*Laser Doppler Velocimetry*) et une antenne azimutale, mais pour une zone étendue de positions. Cela permettrait le calcul de cohérences entre le champ aérodynamique et le champ acoustique, ce qui n'était pas faisable à partir des signaux numériques aux durées trop courtes contrairement aux signaux expérimentaux. De tels calculs permettraient ainsi d'avoir accès à l'aspect fréquentiel de la relation entre l'écoulement et le champ de pression, notamment dans les zones mises en évidence par l'analyse des données numériques.

Du point de vue numérique, la simulation réalisée lors de ces travaux de thèse, donnant un très bon accord avec une zone étendue de mesures, peut encore être affinée, notamment au niveau de la discrétisation azimutale, de la fréquence de coupure ou encore de la perturbation utilisée. En effet, une surestimation des niveaux acoustiques est encore présente à 90° , de plus

le taux de turbulence en sortie de tuyère de l'ordre de 5.5% n'est pas encore au niveau des 9% recommandés par Zaman[156] et Bogey *et al.*[25]. L'acquisition de données expérimentales sur les conditions de sortie de la tuyère pour cette configuration de jet donnerait des informations précieuses pour la simulation numérique. L'étude des données du calcul stockées dans le volume incluant la couche de cisaillement pour $x/D_j \leq 0.5$ pourrait également donner des informations importantes sur la structure de la couche de cisaillement au tout début de son développement et aider à mieux comprendre son influence sur le développement du jet simulé.

L'analyse réalisée sur la simulation numérique a mis en évidence une relation entre la turbulence en fin du cône potentiel et le rayonnement acoustique en aval. Cette relation semble venir des ondes de pression se développant dans la couche de cisaillement vers la fin du cône potentiel et à l'extérieur du jet dans les directions aval. Cependant, cela n'exclut pas la présence d'un mécanisme générateur de bruit par la turbulence en fin de cône potentiel comme suggéré par Bogey & Bailly[18]. Des analyses supplémentaires sont nécessaires afin de déterminer l'existence de ce mécanisme ; en particulier, des méthodes de séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression telle la méthode de Grizzi & Camussi[61] peuvent être envisagées et des outils ont été développés en ce sens (voir l'annexe E).

Enfin, ces travaux soulignent l'importance des événements énergétiques intermittents pour le rayonnement acoustique dans les directions en aval, directions de propagation privilégiées. Ainsi, toute stratégie de contrôle visant à réduire le bruit de jet dans ces directions doit agir sur le phénomène générant ces événements. Des travaux entrepris par Kearney-Fischer *et al.*[88] ont montré le potentiel, en terme de réduction du bruit de jet, des techniques de contrôle des structures turbulentes et de l'analyse de ces événements intermittents.

Annexe A

Article

L'article ci-dessous a été soumis au journal *Physics of Fluids* le 18/12/2014. Après retours des *reviewers*, l'article est en cours de révision. Un résumé de son contenu ainsi qu'un complément sont présentés dans le chapitre V.

Analysis of noise radiation mechanisms in hot subsonic jet from a validated LES solution.

M. Lorteau,^{1, a)} F. Cléro,^{1, b)} and F. Vuillot^{1, c)}

Onera - The French Aerospace Lab
F-92322 Châtillon, France

(Dated: 29 January 2015)

In the framework of jet noise computation, a numerical simulation of a subsonic turbulent hot jet is performed using Large-Eddy Simulation (LES). A geometrical tripping is used in order to trigger the turbulence at the nozzle exit. In a first part, the validity of the simulation is assessed by comparison with experimental measurements. The mean and rms velocity fields show good agreement, so do the azimuthal composition of the near pressure field and the far field spectra. Some discrepancies remain close to the nozzle exit which lead to some overestimation of the pressure levels in both near and far fields, especially near the 90° angular sector. Some characteristics such as the azimuthal structure or the correlation of the far field pressure are then studied. Besides, the links between the near field pressure and the far field pressure and between the flow and the near field pressure are analysed by means of cross-correlation calculations. Two different behaviours are identified, and their relations to the far-field radiation are evidenced.

I. INTRODUCTION

When studying jet noise, people usually focus on the far field pressure as it corresponds to acoustics only. However the near field offers a wealth of information and is accessible to various types of measurements. It also enables the validation of numerical simulations without the use of extrapolation (or propagation) methods which can depend on the formulation or the position of the control surface, see Rahier *et al.*¹, Uzun *et al.*² or Mendez *et al.*³ for instance. However care must be taken when studying the near field pressure as it contains a non-propagative hydrodynamic part and a propagative acoustic part. Using near-field pressure measurements for a subsonic jet, Arndt *et al.*⁴ evidenced the presence of two distinct regions on the spectra. These regions are separated by a breakdown in the slope of the spectra between the low and high frequencies. According to the authors, this breakdown is due to the transition from the near field, dominated by hydrodynamic pressure fluctuations at low frequencies and which do not radiate sound, to the far field dominated by acoustic pressure fluctuations at higher frequencies. This transition appears at a fixed value of ky , with k being the acoustic wavenumber and y the radial distance taken from the shear layer centreline. Nevertheless acoustic pressure can be hidden by hydrodynamic pressure as shown by Hall *et al.*^{5,6} through correlations measured between near field pressure and far field pressure and by Grizzi & Camussi⁷ using a separation method of the acoustic and hydrodynamic parts of the near field pressure based on the wavelet transform. Tinney & Jordan⁸ and Kerhervé *et al.*⁹ showed similar results using an acoustic-hydrodynamic filtering of the near field pressure based on $k_x - f$ spectra. Several authors such as Ukeiley & Ponton¹⁰, Suzuki & Colonius¹¹, Muller *et al.*^{12,13}, Fayard *et al.*¹⁴ or Hall *et al.*⁵ highlighted the importance of the low order azimuthal modes and especially the axisymmetric mode of the pressure in the near field, particularly for position close to the potential core end. It has also been shown that the low frequencies around $St = 0.2$ dominate in the near field (with St the Strouhal number defined by $St = f.D_j/U_j$ where D_j corresponds to the nozzle diameter and U_j the exit velocity).

An analysis of experimental near field pressure signals over wide axial and radial distances ($x/D_j \in [-2; 15]$ and $r/D_j \in [1.5; 5]$) acquired with an azimuthal array has been done by Lorteau *et al.*¹⁵ for an isothermal and a hot subsonic jets. This analysis highlighted a sector in the near field in which the low frequencies around $St = 0.2$ and the axisymmetric mode are dominant. This sector was assumed by the authors to be linked to an acoustic behaviour. In order to complete this analysis based on measurements, numerical simulation appears to be a good solution and forms the present work. Indeed, contrary to measurements limited by their intrusiveness and the number of probes, numerical sensors can be placed anywhere. Thus it becomes possible to deeply investigate the jet noise radiation mechanisms, through correlations between inflow and out-of-flow probes.

However, performing a Large Eddy Simulation (LES) of a turbulent jet able to reproduce the experimental behaviour is still a challenge despite the progresses made over the recent years. One of the difficulties is to obtain a turbulent jet flow right from the exhaust of the nozzle, as in real jets¹⁶ for Reynolds numbers over 10^5 . A really fine resolution

^{a)} PhD Student, Department DSNA; Electronic mail: mathieu.lorteau@onera.fr

^{b)} Senior Research Engineer, Department DSNA; Electronic mail: franck.clero@onera.fr

^{c)} Deputy Head, Department DSNA; Electronic mail: francois.vuillot@onera.fr

of the boundary layers inside the nozzle is then necessary, which leads to prohibitive computational resources for experimental boundary layers thickness. This is the reason why numerical jets tend to be laminar at the nozzle exit. As a consequence strong vortex pairings appear in the shear layer, what usually does not occur in the experiments at higher Reynolds numbers. An additional noise source is then observed in the numerical far-field pressure spectra in the medium frequencies when compared to the measured ones^{17–20}. Downstream of the laminar part of the flow, the transition towards the turbulent regime is then abrupt, as seen through shear layer properties (faster spreading rate), leading to an underestimation of the potential core length.

Nevertheless, some strategies have been developed in order to numerically simulate a turbulent jet from the nozzle exit. Bogey *et al.*^{18,19} et Bogey & Marsden²¹ use a spatio-temporal tripping inside the nozzle, upstream of the nozzle exit, to trigger the turbulence in the boundary layer. Another method is based on a geometrical tripping²². Both methods use a thickened boundary layer profile so as to diminish the meshing constraints.

In the present work, a numerical simulation using the LES methodology is carried out on a hot subsonic jet in order to analyse its near pressure field and its links to the jet flow and to the acoustic far field. A geometrical tripping is used in order to trigger the turbulence at the nozzle exit. The jet configuration, the numerical methods and grid parameters are described in section II. Simulated flow fields and radiated noise are then assessed in section III through comparison with experimental data acquired on the same jet configuration. Some effects of the meshing on the aerodynamic and acoustic fields are also presented in this section. Once good comparisons with available experimental data are established, thorough investigations of the unsteady simulated flow fields are performed in section IV. More precisely, after studying the structure of the far field, the relationship between the far field and the jet turbulence is studied using the near field as an intermediary.

II. SIMULATION PARAMETERS

A. Jet definition

The nozzle considered in the present paper is the Onera $\phi 80$ nozzle (see figure 1), an academic single stream nozzle of diameter $D_j = 80$ mm widely used at Onera during the last decades for the validation of numerical simulations^{12,13,17,23,24}. In 2005 and 2010, experimental measurements^{12,13,15,25} on mean velocity and near and far field pressure were carried out in the Onera CEPRA19 anechoic wind tunnel. These measurements constitute a precious database to validate numerical simulations performed on this nozzle. Among the different configurations tested, table I gives the jet parameters used in the present study.

$U_j(m.s^{-1})$	M_j	T_j/T_∞	M_a	T_{tot}/T_∞	$T_\infty(K)$	Re	p_{tot}/p_∞
410	0.7	2.96	1.2	3.2	280	4×10^5	1.4

TABLE I. Jet characteristics with subscripts *tot* and ∞ respectively representing jet total properties and ambient conditions

Figure 1 gives illustrations of the $\phi 80$ nozzle geometry used for the present simulations. In subfigure (a) a global view of the $\phi 80$ nozzle is presented. The inflow conditions (T_{tot} and p_{tot}) are given at $x/D_j \sim -7.15$. When we proceed downstream, a first contraction is present at $x/D_j \sim -6$, then there is a slow convergence of the internal profile up to $x/D_j \sim -0.16$. Finally a second convergence is present close to the nozzle exit, which can be seen in subfigure (b). This latter is a magnified view of the nozzle close to the exit. On this view, we can also see the step located around $x/D_j = -0.5$. This step, not present in the experiments, has been added onto the geometry for the present simulation and aims at triggering the turbulence following Fosso-Pouangué *et al.*²² technique. The step height is $h/D_j = 5.10^{-3}$ and its width is twice its height. The step is axisymmetrical and represents a localised deformation of the nozzle geometry, it is thus an integral part of the nozzle wall. Detailed effects of this step will be given in the next sections.

B. Numerical methods and boundary conditions

The Large Eddy Simulation is performed with the code CEDRE developed at Onera. CEDRE is a multi-physics solver which has been developed for industrial and research applications in the fields of energetics²⁶, propulsion and has been used for jet noise, e.g. Bodard *et al.*²⁷, Huet²⁸. The resolution of the Navier-Stokes equations is made

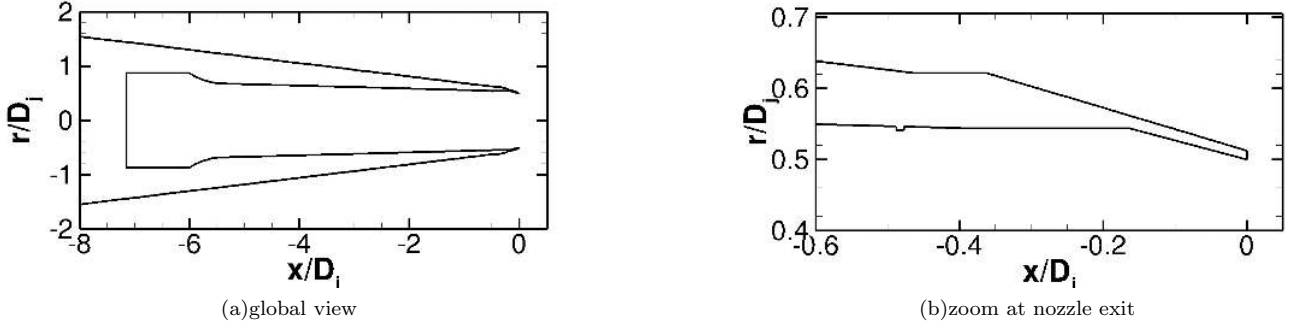


FIG. 1. $\phi 80$ nozzle illustrations (surfaces used for the grid)

with a finite volume approach for the conservative variables on generalized unstructured meshes. The simulation is performed with a second order spatial scheme and implicit time schemes. A first order implicit time scheme with a time step of $\Delta t = 10^{-6}$ s is first used during a transient period to let the jet flow develop. A second order implicit Runge-Kutta time scheme with a time step of $\Delta t = 5 \cdot 10^{-7}$ s is then used for mean flow averaging and noise radiation. This second step represents a physical time of about 100ms, that is to say about $500D_j/U_j$ convective time units.

Inside the nozzle, uniform stagnation pressure and temperature profiles are imposed, thus the boundary layers develop freely. Outside the nozzle, static pressure $p_0 = 101325$ Pa is imposed at the outflow boundary. On the lateral and upstream boundaries, static temperature $T_\infty = 280$ K and velocity $U_\infty = 5$ m.s $^{-1}$ conditions are imposed. The grid is stretched from a refined zone, in which the flow is precisely calculated, to the simulated domain boundaries in order to damp acoustic waves before they reach the borders and thus avoid spurious reflections. The nozzle walls are assumed to be adiabatic. The computation is performed at the experimental Reynolds number using the Smagorinsky subgrid scale model²⁹ ($C_s = 0.1$).

C. Grid parameters

The computational domain is cylindrical and extends from $x/D_j = -29$ to $x/D_j = 100$ and has a radius of $80D_j$. The grid used is axisymmetrical and structured. The axis has been taken care of thanks to an O-grid mesh. A refined zone which extends downstream of the nozzle exit from $(x/D_j = 0 ; r/D_j = 2)$ to $(x/D_j = 25 ; r/D_j = 5)$ and upstream of the nozzle exit up to $(x/D_j = -2 ; r/D_j = 2.4)$ has been put in for a good resolution of the jet flow development. In this zone, the mesh size has a maximum of $\Delta x_{max} = \Delta r_{max} = 3.3$ mm which enables to resolve acoustic waves up to a Strouhal number $St \approx 1$ with 20 points per wavelength.

The step used to trigger the turbulence inside the nozzle is located at $x/D_j = -0.5$ (see figure 1b). The step has been set to $h_m = 0.4$ mm from a parametric study and corresponds roughly twice the momentum thickness; and is discretized with 16 uniform cells. The radial cell size at the wall is thus $\Delta r = 0.025$ mm. The axial cell size of the step is twice the radial one and is $\Delta x = 0.05$ mm. This axial mesh size is held constant from the step to the nozzle exit and is then stretched at a rate lower than 1%, following Bogey *et al.*¹⁹. With this axial stretching, the maximal axial mesh size Δx_{max} is attained downstream of the potential core end estimated with measurements¹² at $L_c \approx 5.4D_j$ (with L_c being taken at $\bar{U}_x/U_j = 0.95$ on the jet axis). The axial mesh size is then held constant up to the frontier of the refined zone. Finally a stretching at a rate about 10% is applied up to the computational domain boundaries in order to damp the acoustic waves and avoid spurious reflections. In the radial direction, the mesh is stretched at a rate around 2.5% up to the frontier of the refined zone and then at a rate around 10% up to the computational domain boundaries. Inside the nozzle, the stretching is less than 2.5%.

As already mentioned, the grid used is axisymmetrical and thus, in the full 360° domain, corresponds to the rotation of a 2D-grid, except for the axis for which an O-grid mesh has been used. The choice was made here to use 480 azimuthal planes for computational cost considerations. An azimuthal resolution of 960 azimuthal planes has been tested in a parametric study showing a limited improvement compared to the chosen resolution. Bogey *et al.*¹⁹ tested different azimuthal discretizations and showed the importance of this grid parameter on the shear layer development and jet properties. With the present parameters, we have at the nozzle exit near the nozzle lip, $\Delta x/D_j \approx 0.06\%$, $\Delta r/D_j \approx 0.03\%$ and $r_j \cdot \Delta \theta/D_j \approx 0.6\%$ (with $r_j = D_j/2$). The meshing may not be sufficiently isotropic in the early shear layer development (for $x/D_j \leq 1$) as recommended by Bogey *et al.*¹⁹ or Brès *et al.*³⁰. All these characteristics are summarized in table II and figures 2 and 3, where the present and described above grid is denoted *Very Fine*.

grid name	$\Delta x/D_j(\%)$	$\Delta r/D_j(\%)$	$r_j.\Delta\theta/D_j(\%)$	St_{cut}	N. C.	N. F.	$T.U_j/D_j$
Huet ¹⁷	0.25	0.25	2.6	0.5	30	90	300
<i>Fine</i>	0.06	0.03	2	1.5	67	202	75
<i>Very Fine</i>	0.06	0.03	0.6	1	240	720	500

TABLE II. Characteristics of the different grids, $\Delta x/D_j$ and $\Delta r/D_j$ are given near $x/D_j = 0$ and $r/D_j = 0.5$. N. C. and N. F. for number of cells and faces ($\times 10^6$) respectively and T for simulated duration.

In the latter, two other structured grids with different characteristics are described. Both have been used for simulations on the same nozzle and jet conditions and also using the code CEDRE. These grids and corresponding simulation are used as comparison with the *Very Fine* simulation to study meshing effects on the aerodynamic and acoustic fields in section III. The *Very Fine* simulation is then analysed in section IV. The meshing methodology (axisymmetric grid and O-grid for the jet axis) applied here is the same as the one used for these two other grids. One grid is issued from Huet¹⁷ and the other one (*Fine*) was defined to test grid parameters and see their effects on the flow. The first one is a reference grid without any tripping of the turbulence inside the nozzle and with different axial, radial and azimuthal mesh sizes (see table II). On the second grid, a step of $h = 0.1\text{mm}$ was used, this step is 4 times smaller than the one used for the present simulation (*Very Fine* grid). Moreover, in comparison with the Huet grid, the axial and radial cell sizes were refined in order to take into account the action of the step, corresponding to those used for the present simulation. As can be seen in figure 3, the axial and radial stretchings are different for the three grids, the axial stretching being smoother for the *Very Fine* simulation. With these two grids being made with a different radial mesh size on the wall inside the nozzle, different stretchings and different azimuthal discretizations (120 azimuthal planes for the Huet grid and 160 for the *Fine* grid), we are able to study the effects of certain mesh parameters on the flow and pressure field.

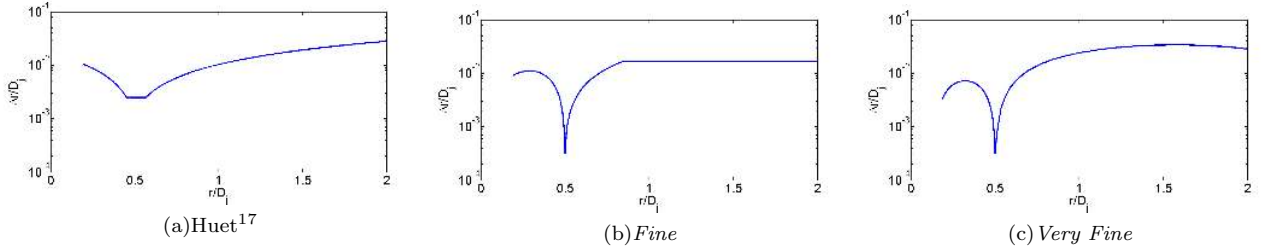


FIG. 2. Comparison of radial discretization at the nozzle exit for the three mesh grids

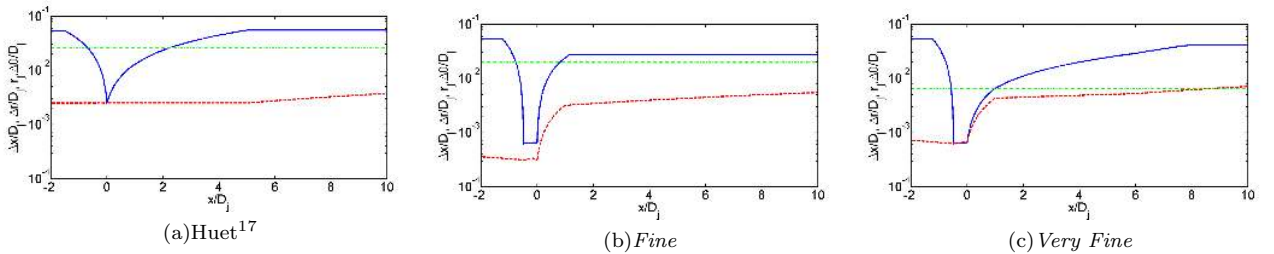


FIG. 3. Comparison of axial (—) radial (---) and azimuthal (····) discretizations along a mesh line at $r/D_j = 0.5$ inside and outside the nozzle for the three mesh grids

D. Acoustic far field

The noise radiation is performed using the Ffowcs Williams & Hawkings³¹ (FW-H) porous surface formulation available in the code KIM developed at Onera, see Rahier *et al.*¹ for more details. This formulation allows to compute time pressure histories at any observer location by integration of the flow field solution on a control surface surrounding the jet and containing all the noise sources. It is preferred to the Kirchhoff method that was shown by Rahier *et al.* to be more exposed to the generation of spurious noise, especially for hot jets.

In the present case, two control surfaces have been used in order to study the effect of the position of the surface on the radiated pressure. They extend over the entire length of the refined mesh zone, i.e. from $x/D_j = -2$ up to $x/D_j = 25$ and are located inside and on the edge of the refined mesh zone. No closure of the surfaces has been used at both extremities to avoid pressure signals contamination by spurious noise generated by the crossing of the surface by turbulent spots; for a sufficiently long surface, it has been shown¹ that it does not affect the results.

In the present simulation, the far field microphones are located at $75D_j$ from the nozzle exit for the directions between 20° and 140° , as in the experiments. The near field pressure signals, directly computed outside of the refined mesh zone, are subject to numerical dissipation for frequencies above the grid cut-off frequency so they have also been calculated using the Ffowcs Williams & Hawkings method (see section III C). It has been verified that the numerical dissipation is negligible for frequencies below $St = 1$.

E. Numerical database

In order to carry out the analysis, different storages of time signals are undertaken in the *Very Fine* simulation. These are presented in figure 4. As indicated in the previous subsection, two control surfaces are used for far-field noise radiation with the Ffowcs Williams & Hawkings porous surface formulation. The use of two surfaces allows to check the stability of the extrapolated acoustic pressure. The outer control surface corresponds to the lateral boundary of the refined mesh zone (see subsection II C). Time histories of flow variables are also stored in the near field, on the jet axis, around the potential core end and in the shear layer (figure 4). A common time step of $\Delta t_{sto} = 1.5 \cdot 10^{-6} s$ (i.e. $\Delta t_{sto} = 0.008 D_j / U_j$) has been used for all the storages. All these time signals are acquired simultaneously and enable to perform correlation calculations in order to draw links between the flow and the pressure field and thus deepen the previous analysis done on experimental measurements¹⁵.

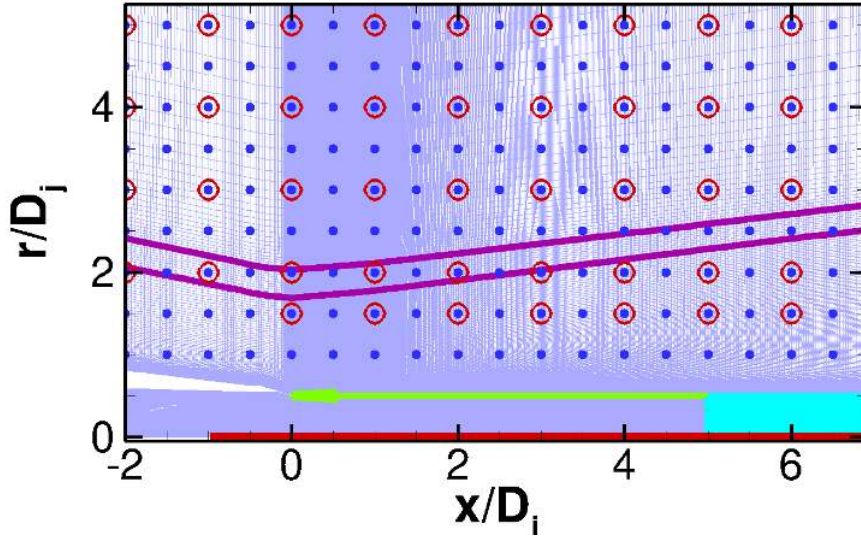


FIG. 4. Overview of the storages done in the present simulation. ■, control surfaces; ■, near-field; ■, jet axis; ■, potential core end; ■, shear layer. The red circles represent the experimental measurements points.

III. VALIDATION AND GRID EFFECTS

In this section, we present some results of the simulation with comparisons to measurements in order to see how the *Very Fine* simulation reproduces the jet configuration. Some of those results are also compared with the two other simulations mentioned above for studying meshing effects. We first study the shear layer development and give special attention to the initial state of the shear layer. Then the jet development is examined and finally, we see how the near and far pressure fields match the experimental ones.

A. Shear layer

Figure 5 reproduces a snapshot of unsteady vorticity ω at nozzle exit for the three grids of table II. It appears that, for the three simulations, a part of the shear layers is laminar and exhibits pairings downstream of the nozzle exit. However the transition from a laminar state to a turbulent state appears sooner for the *Very Fine* simulation (around $x/D_j = 0.05$) than for the other two simulations (around $x/D_j = 0.2$). Moreover the vorticity levels appear to be higher in the *Very Fine* simulation, especially at the wall inside the nozzle. For the *Fine* simulation, we can see tiny vorticity fluctuations really close to the nozzle lip, which are not present in the simulation of Huet¹⁷. They might be due to the step present inside the nozzle. It appears that this step is not sufficient for triggering the turbulence and these fluctuations do not seem to impact the flow development as will be shown in the next section.

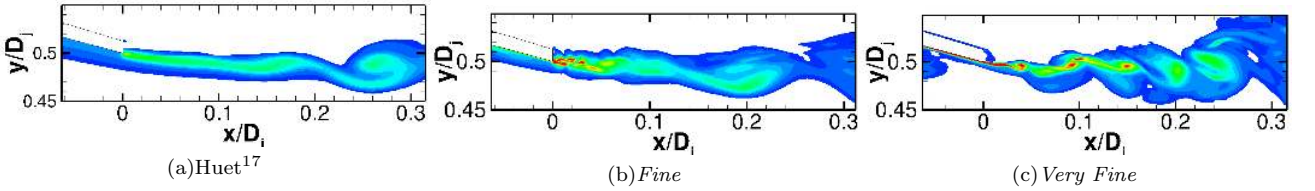


FIG. 5. Snapshots in the (x,r) plane of the vorticity norm in the boundary layer and the shear layer downstream of the lip line for the three mesh grids for $0 \leq |\omega| \leq 200U_j/D_j$

As can be seen on axial vorticity snapshots in the (y,z) plane presented in figure 6, the *Very Fine* simulation shows a vorticity field richer in small structures than the other simulations which have similar vorticity field despite having different grid resolutions. The turbulence for the *Very Fine* simulation seems more tridimensional and with more intense vortical structures. The isotropy of the turbulence is more visible on the figure 7(a) representing the axial evolution in the shear layer of the ratio $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$. We can see that the *Very Fine* simulation has a ratio of ~ 0.3 which is higher than for the other simulations. This illustrates the difference in the shear layer development between the three grids.

We see in figures 7(b) and 7(c) that the *Fine* and Huet¹⁷ simulations have a similar longitudinal evolution of the shear layer momentum thickness and of the peak value of the rms axial velocity. The *Fine* simulation has an initial peak value near the nozzle exit (i.e. $x/D_j \leq 0.3$) around 6% and the Huet simulation has a value almost null. Despite having an initial peak value of rms axial velocity around 5.5% at the nozzle exit, similar to the *Fine* simulation, the *Very Fine* simulation exhibits a different evolution of the peak value of the rms axial velocity. Just downstream of the nozzle exit, the peak value of the rms axial velocity has a strong growth up to a peak value around 20% and after decreases to stabilize around 16%. This behaviour is quite similar to the one observed by Bogey *et al.*¹⁸ for a simulation with an initial turbulence level of 6%. Indeed their simulation showed a strong increase just after the nozzle exit and then a plateau around 16%. This plateau value agrees with the value found from the measurements. However Bogey *et al.* showed that an initial turbulence of at least 9% is required to have a jet which is initially turbulent. According to this criteria, the jet for the *Very Fine* simulation is not totally turbulent. The *Fine* simulation, despite having an initial turbulence level of 6% (due to the fluctuations visible in figure 5) is less turbulent than the *Very Fine* simulation. These differences must be due to grid resolution effects in the shear layer. This can also be observed on the longitudinal evolutions of the shear layer momentum thickness showed in figure 7(b). Indeed it appears that the evolution of the shear layer momentum thickness is steeper for the *Fine* simulation than for the *Very Fine* simulation for which the evolution is close to the experimental one. This illustrates a stronger transition from a laminar state and a turbulent state of the shear layer for the *Fine* simulation. This comparison shows the benefits of the *Very Fine* grid.

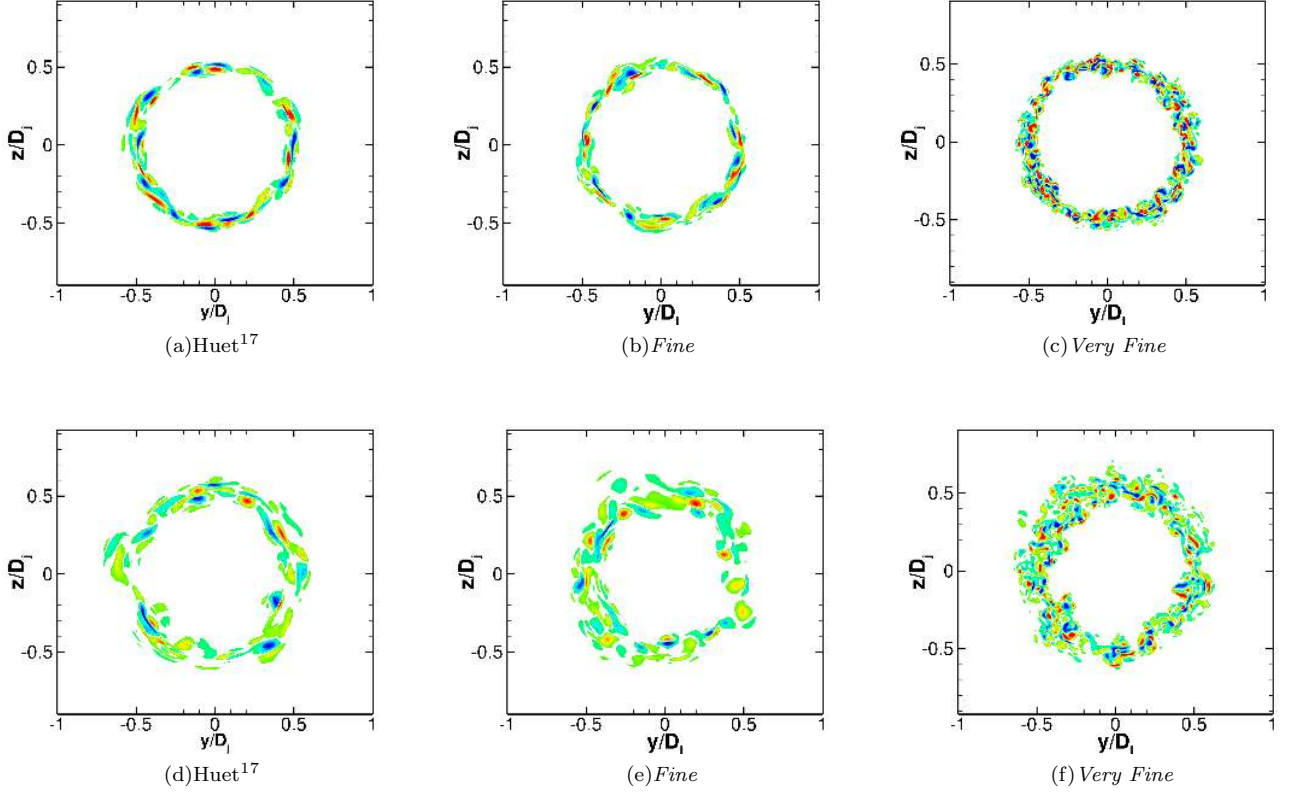


FIG. 6. Snapshots in the (y,z) plane of the longitudinal vorticity for the three mesh grids for $-20U_j/D_j \leq \omega_x \leq 20U_j/D_j$ at $x/D_j = 0.5$ for subfigures (a), (b) and (c), and at $x/D_j = 1$ for subfigures (d), (e) and (f)

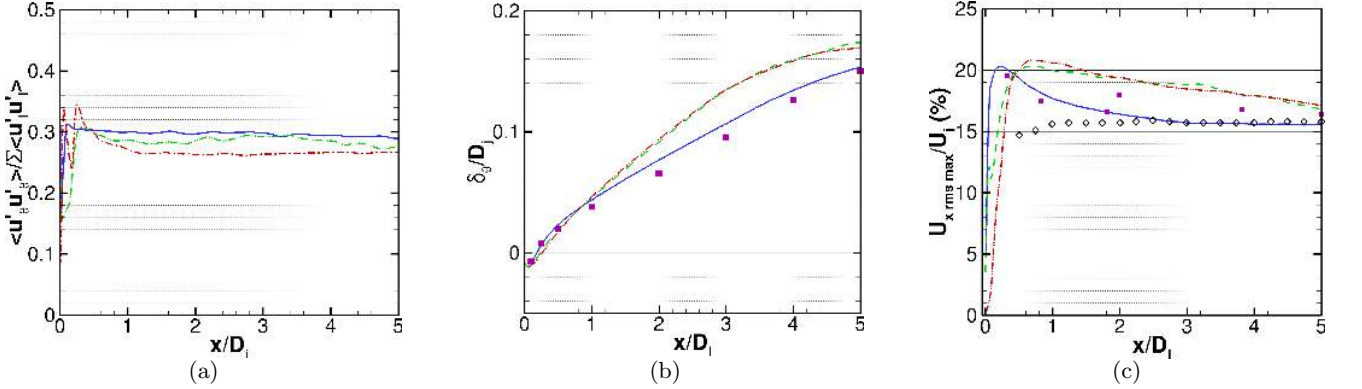


FIG. 7. Comparison of the longitudinal evolution of (a) the ratio $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$ at $r/D_j = 0.5$, (b) the shear layer momentum thickness and (c) the peak rms value of axial velocity. — · · · —, Huet¹⁷; — — —, Fine; —, Very Fine; ■, EXP; ◇, Fleury *et al.*³² ($M = 0.9$, $Re = 7.7 \times 10^5$)

Figure 8 presents the PSD of the radial fluctuating velocity at different axial positions close to the nozzle in the shear layer for the three simulations. We see that for the *Very Fine* simulation, there is no marked peak in the spectra at the three positions. The spectra are rather flat and start to decrease for $St \geq 1$ according to a $St^{-5/3}$ law. The mesh cut-off frequency is still high for these positions permitting us to have non-damped spectra for high frequencies ($St \leq 10$). However for the two other simulations, the PSDs exhibit several peaks at $St \approx 2$ for $x/D_j = 0.25$, $St \approx 1$ for $x/D_j = 0.5$ and $St \approx 0.5$ for $x/D_j = 1$ which are less and less pronounced as we move downstream. These peaks are

connected to the initially laminar state of the shear layer. As the transition between a laminar state to a turbulent state occurs closer to the nozzle exit for the *Very Fine* simulation, the peaks disappear more rapidly and are not observed for the positions $x/D_j \geq 0.25$.

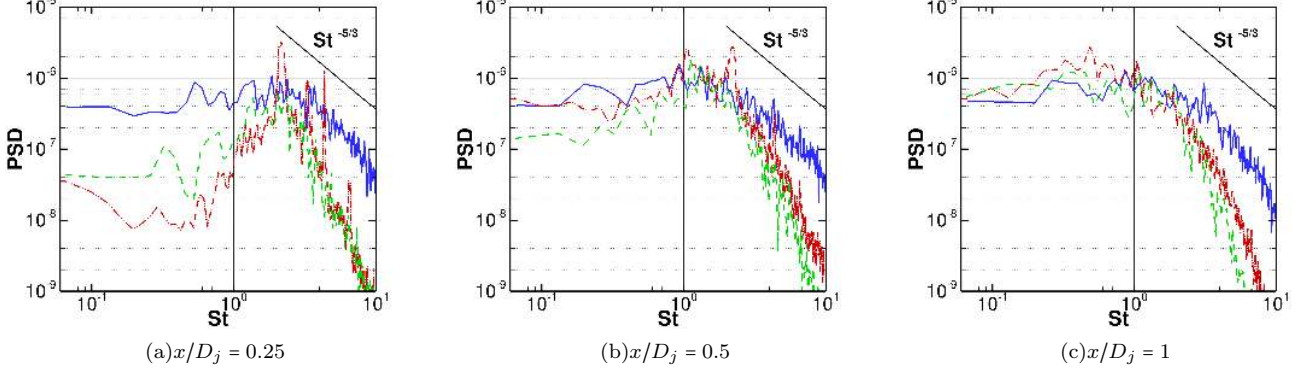


FIG. 8. Comparison of PSD of radial fluctuating velocity adimensioned by U_j at $r/D_j = 0.5$ for $x/D_j \in \{0.25; 0.5; 1\}$ for the three simulations. — · · · · ·, Huet¹⁷ ; — — —, *Fine* ; —, *Very Fine*

The azimuthal composition of the axial fluctuating velocity field is shown in figure 9, for the Huet and *Very Fine* simulations, at the same three axial positions of figure 8. We can see that the two simulations have different azimuthal compositions. For instance at $x/D_j = 0.25$, the velocity field of Huet is dominated by azimuthal modes $|m| \leq 6$ whereas the one of the *Very Fine* simulation exhibits a wide range of azimuthal modes with an emergence of higher order azimuthal modes around $m = 30$. This difference in behaviour may be due to a combined effect of the low azimuthal resolution and the laminar state of the shear layer for the simulation of Huet. Indeed, Bogey *et al.*¹⁹ showed that for a lower azimuthal resolution, the azimuthal components of the velocity field have stronger energetic levels with lower dominant azimuthal modes and they also showed that for a lower initial turbulent intensity, the azimuthal structure is organized around lower azimuthal order modes. When we move downstream, we can see that the velocity field is dominated by lower and lower order azimuthal modes, the simulation of Huet has still lower order dominant azimuthal modes than the *Very Fine* simulation but the cut-off is smoother than at $x/D_j = 0.25$. This smoother cut-off of the energetic levels for higher order azimuthal modes may be due to the turbulent state of the shear layer for these positions.

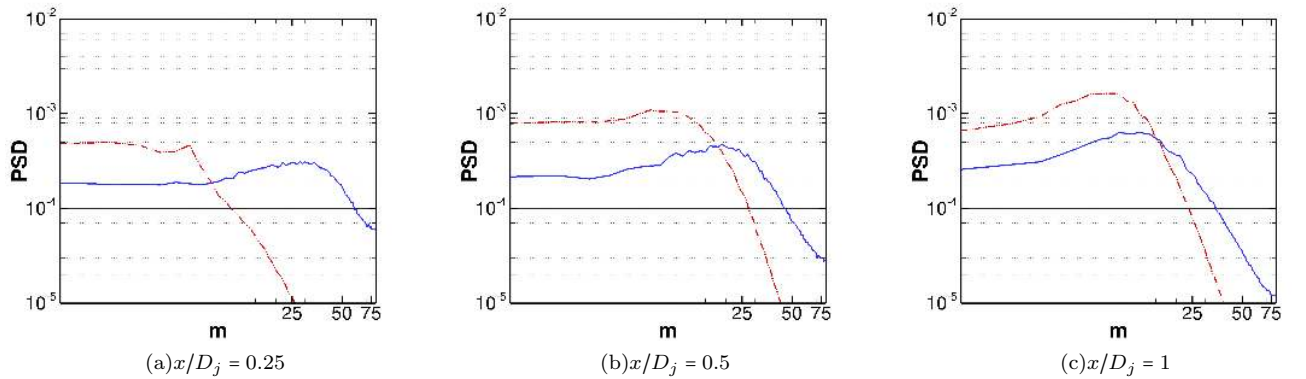


FIG. 9. Comparison of PSD of axial fluctuating velocity adimensioned by U_j at $r/D_j = 0.5$ for $x/D_j \in \{0.25; 0.5; 1\}$ as function of the azimuthal mode order m . — · · · · ·, Huet¹⁷ ; —, *Very Fine*

All the differences seen for the shear layer may be mainly due to the azimuthal and axial discretizations, associated to the step size. We will now study how these differences impact the jet development.

B. Jet development

The shear layer state presented in the previous section has an impact on the jet development. As can be seen in figure 10, the three simulations have different evolutions of the mean and rms axial velocity on the jet axis. Indeed the *Fine* and Huet¹⁷ simulations have a shorter potential core length, around $L_c/D_j = 3.8$, than the *Very Fine* simulation with $L_c/D_j = 5.4$. Furthermore the *Very Fine* simulation manages to reproduce with a very good agreement the experimental measurements of the potential core length and the location of the peak of rms axial velocity. These measurements also agree with data for hot subsonic jets obtained in the literature such as Bridges & Wernet³³ and Ahuja *et al.*³⁴. Despite having an axial location of the peak of rms axial velocity in agreement with the experimental data, the rms levels are lower for the simulation. This might be an effect of the still laminar state of the shear layer or of the initial levels of rms velocity on the jet axis which are low for the simulations compared with the ones obtained experimentally. The two other simulations have similar axial velocity evolutions on the jet axis with a shorter potential core length and a peak of rms velocity shifted upstream compared to the experiments. These results illustrate the stronger transition of the shear layer and also indicate that the step used for the *Fine* simulation has a limited impact on the jet development.

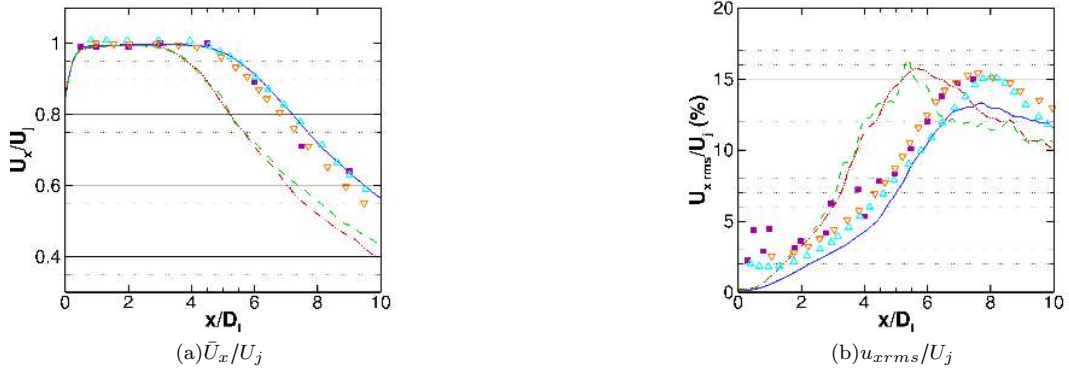


FIG. 10. Comparison of the axial evolution on the jet axis of the mean and rms axial velocity for the three simulations. red dash-dot-dotted lines, Huet¹⁷ ; green dashed lines, *Fine* ; blue lines, *Very Fine* ; ■, EXP ; ▽, Bridges & Wernet³³, $M_j = 0.548$ and $T_j/T_\infty = 2.7$; △, Ahuja *et al.*³⁴, $M_j = 0.78$ and $T_j/T_\infty = 2.7$

In figure 11 are represented the longitudinal evolutions of the potential core h , the medium velocity $\delta_{0.5}$ and the shear layer b radii. They are calculated according to equations (1).

$$\begin{aligned} h(x) &= r_0 \text{ such as } \bar{U}_x(x, r_0)/U_j = 0.95 \\ \delta_{0.5}(x) &= r_0 \text{ such as } \bar{U}_x(x, r_0)/\bar{U}_x(x, 0) = 0.5 \\ b(x) &= \delta_{0.5}(x) - h(x) \end{aligned} \quad (1)$$

We can see that despite reproducing correctly the experimental medium velocity radius, the three simulations have different shear layer and potential core developments. Indeed, the shear layer thickens more rapidly for the Huet and *Fine* simulations because of their initially laminar state and thus the potential core gets slimmer more rapidly. The change in the evolution of the shear layer radius observed at $x/D_j \geq 3.8$ for the Huet and *Fine* simulations is due to the closure of the potential core at this location. For the *Very Fine* simulation, the shear layer evolution is similar to the experiments.

The *Very Fine* simulation shows a reasonable agreement with experimental data concerning the shear layer and the jet development, despite not being initially fully turbulent. The transition to turbulence appears downstream of the jet exit (see figure 5), with a limited impact on the jet development (see figures 10 and 11) compared to the other simulations for which the transition of the shear layer is more intense and has a stronger impact on the jet development. This highlights the importance of taking care of the following points: turbulence triggering, azimuthal resolution and axial resolution and stretching in the shear layer. We will now see how this has an impact on the

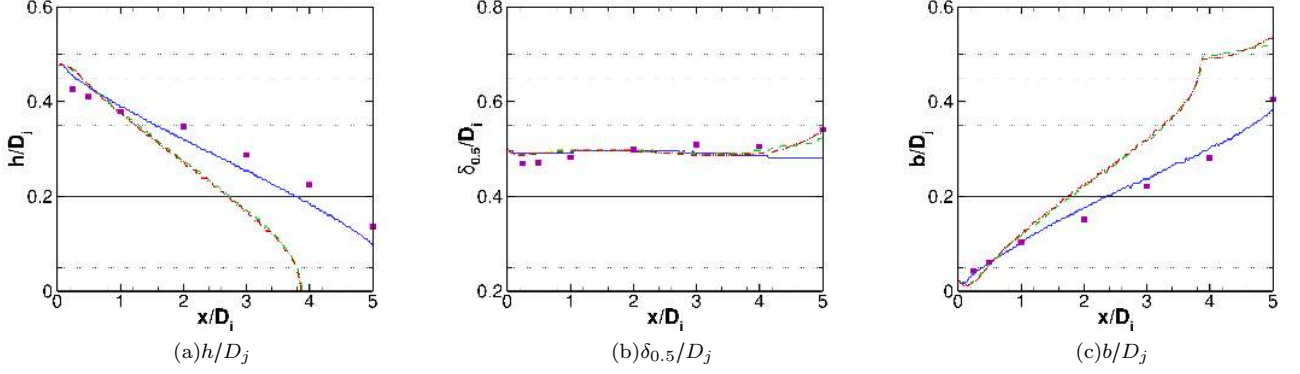


FIG. 11. Comparison of the longitudinal evolution of the potential core h , the medium velocity $\delta_{0.5}$ and the shear layer b radii for the three simulations. — · · · , Huet¹⁷ ; — · · · , *Fine* ; — , *Very Fine* ; ■ , EXP

pressure, first in the near field and then in the far field.

C. Near field pressure

In figure 12 is represented the axial evolution of the rms pressure level at three different radial positions for the *Very Fine* simulation and experimental data; the levels have been azimuthally averaged. For the radial position $r/D_j = 5$, the signals directly computed by the simulation are outside of the refined mesh zone. Thus there is a damping for frequencies less than $St = 1$ (see subsections IIC and IIE and figure 4). We can see the effect of the damping on the PSD at $x/D_j = 0$ and $r/D_j = 5$ represented in figure 13(d) for frequencies $St \geq 0.5$. To resolve this issue, the signals outside of the refined mesh zone are calculated using the Ffowcs-Williams & Hawkings analogy (see section IID). These extrapolated signals are also represented in figure 12 and 13. In the next sections, for the positions outside of the refined mesh zone, only the signals calculated using the Ffowcs-Williams & Hawkings analogy will be used.

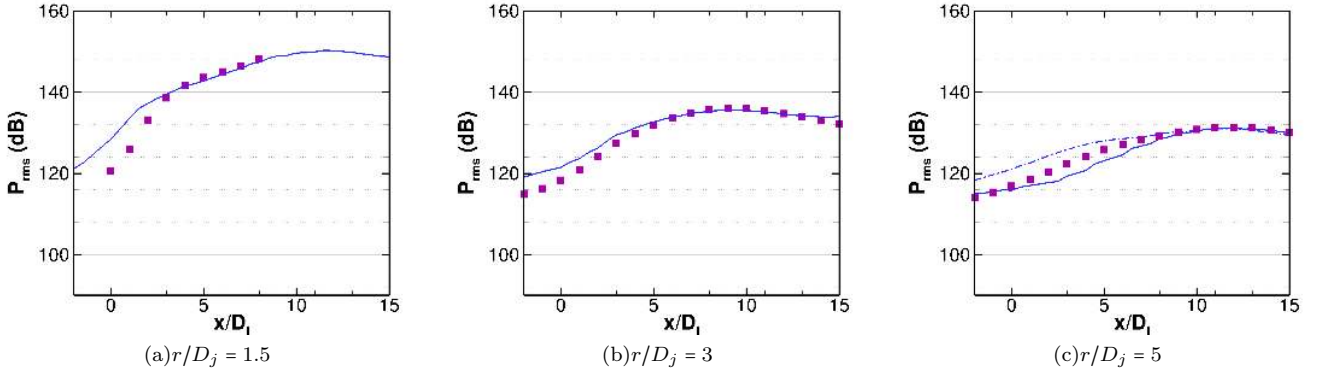


FIG. 12. Comparison of the longitudinal evolution of rms pressure at radial positions $r/D_j \in \{1.5; 3; 5\}$ between the *Very Fine* simulation and experimental data. — , *Very Fine* ; ■ , EXP ; — · · · , calculated with FW-H

For the three radial positions, a good agreement is observed between numerical and experimental data for downstream positions, i.e. $x/D_j \geq 4$. However for axial positions closer to the nozzle exit, some discrepancies can be observed, especially for radial positions close to the jet (e.g. $r/D_j = 1.5$). The simulation indeed overestimates the rms pressure levels.

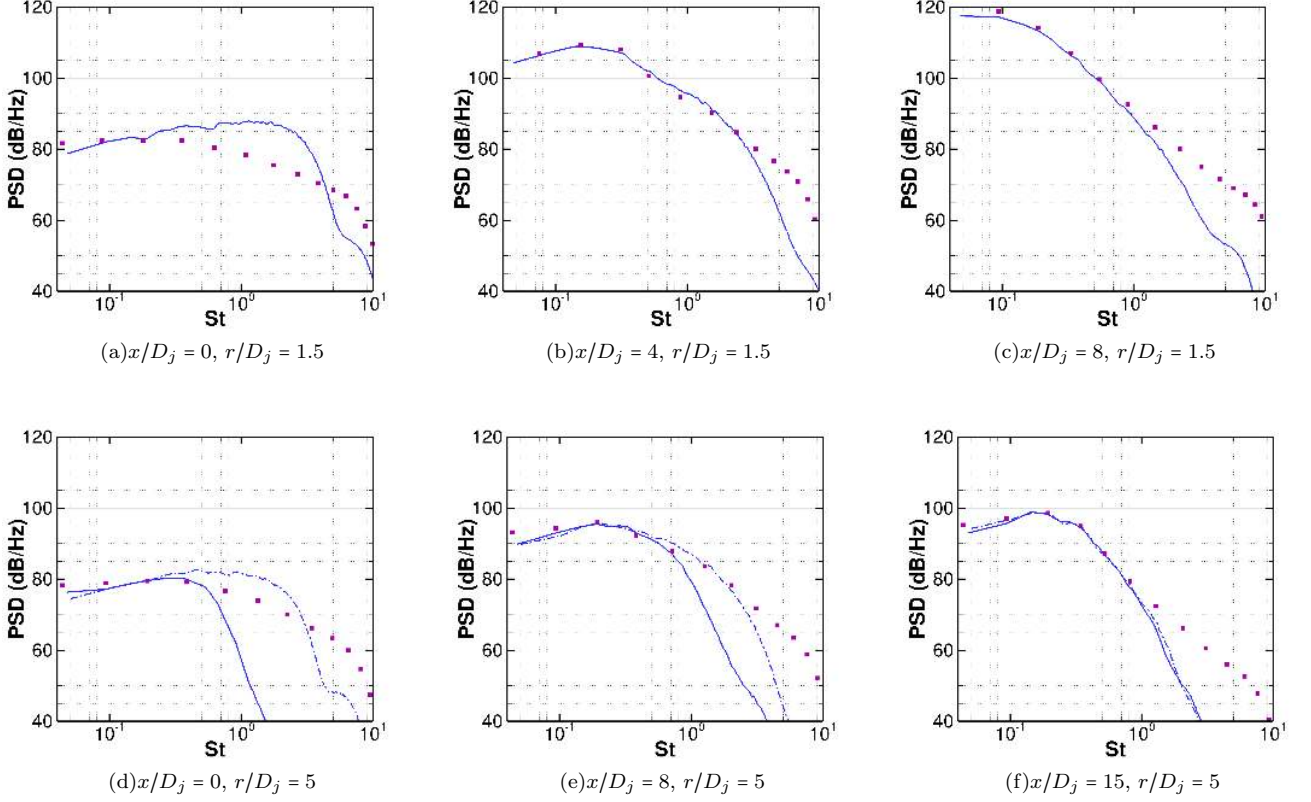


FIG. 13. PSDs of the pressure field in the near field for different axial and radial positions. —, *Very Fine*; ■, EXP; - - -, calculated with FW-H

The overestimation observed for rms pressure levels is also visible on the PSDs represented in figure 13(a) for the position $x/D_j = 0$ and $r/D_j = 1.5$. For this position, there is an overestimation by the numerical data for $St \in [0.4; 4]$, not visible for the other positions. Such an overestimation is seen on the far field pressure spectra around 90° in other numerical study of turbulent subsonic jets such as Bogey *et al.*³⁵, Bogey *et al.*¹⁸ or Huet¹⁷. It can be related to the transition of the shear layer from laminar to turbulent. Before turbulence, pairings occur and represent an additional acoustic source as studied by Zaman²⁰ and Bridges & Hussain³⁶, especially visible for an angular sector around 90° where pressure levels are lower.

Apart from the overestimation visible for positions close to the nozzle exit, we see a good agreement between numerical and experimental data, for axial positions $x/D_j \geq 4$. Indeed for these positions there is around 1dB/Hz (at the utmost) difference for frequencies $St \leq 1$, corresponding to the numerical cut-off frequency. The near field pressure is thus considered well reproduced by the simulation except for a zone around the nozzle exit.

D. Far field pressure

The good agreement of the PSDs between the simulation and experimental data in the near field for downstream positions lead us to think that it will be the same in the far field, for downstream direction at least. This is indeed the case, as can be seen in figure 14, at 30° . At 60° , some discrepancies begin to appear. There is a slight overestimation for frequencies around $St = 1$ and a slight underestimation for low frequencies $St \leq 0.2$. We find these discrepancies again for the PSD at 90° but they are stronger. For all angles the present simulation provides a much better agreement than the previous one from Huet.

The overestimation for frequencies around $St = 1$, especially visible at 90° in the far field, is linked to the one observed in the near field for axial positions close to the nozzle exit (i.e. for $x/D_j \leq 4$). Nevertheless, the difference

is less visible in the far field. Indeed at $x/D_j = 0$ and $r/D_j = 1.5$, there is an overestimation of around 10dB/Hz, whereas for the signals in the far field at 90° , the overestimation is about 4dB/Hz. This higher overestimation in the near field might be due to the contribution of the hydrodynamic pressure. The hydrodynamic pressure amplitude decreases according to an exponential law (see Suzuki & Colonius¹¹) while the acoustic pressure amplitude decreases according to a $1/r^2$ law. The lower overestimation of 5dB/Hz observed at $x/D_j = 0$ and $r/D_j = 5$ can be viewed as a consequence of the dissipation of the hydrodynamic part.

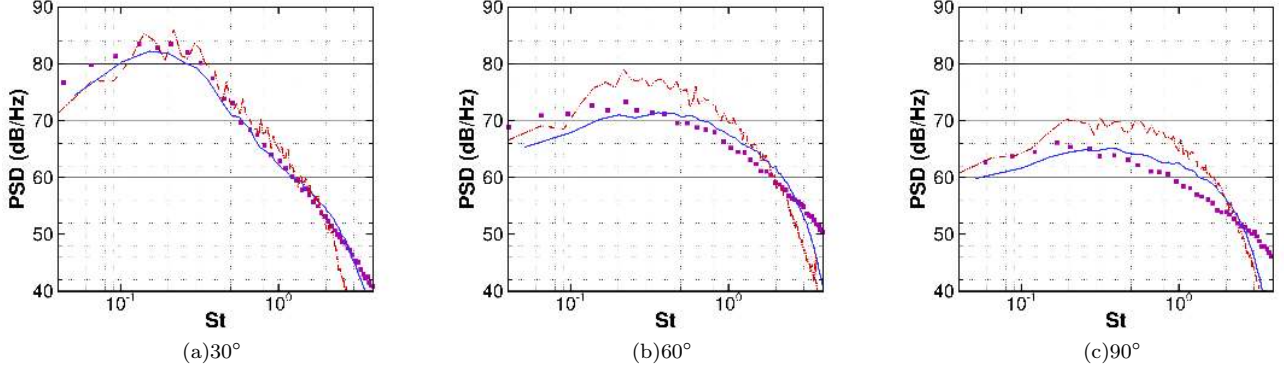


FIG. 14. PSDs of the pressure field in the far field at $75D_j$ from the nozzle exit for different angular positions. — · · · · · , Huet¹⁷ ; — , *Very Fine* ; ■, EXP

However, it appears that, for the PSD at 90° (also at 60°), the numerical overestimation is lower for the *Very Fine* simulation than for the simulation from Huet¹⁷. For instance, for frequencies around $St = 0.4$, the overestimation in comparison with the experiment is about 6dB for the Huet¹⁷ simulation and about 2dB for the present simulation. This is the result of the higher initial turbulence level in the shear layer and of the finer mesh resolution. Indeed we have seen in the previous sections that the transition in the shear layer for the *Very Fine* simulation is smoother, leading to weaker vortex pairings and thus weaker acoustic radiation from this additional source for a turbulent jet.

We can see in figure 15 that the directivity in the far field is well predicted within a ± 2 dB margin. The improvement from previous computations (Huet) is clearly visible. Detailed analysis shows that it is overestimated for a whole angular sector $\theta \in [70^\circ; 120^\circ]$. This is due to vortex pairings as discussed above. However, for angles $\theta \geq 130^\circ$ (i.e. angles in the upstream direction), the numerical levels are not shown. Lower levels than the experimental measurements were obtained. This can be explained by the fact that the control surface is open at its upstream boundary and thus some acoustic contributions are not taken into account for the acoustic signals in these directions. As a result, the resulting underestimation is stronger than the overestimation due to pairing noise. The control surface is also open at its downstream end, leading to the underestimation also visible for downstream angles ($\theta \leq 30^\circ$) in the directivity. In the next sections, the numerical levels for $\Theta \geq 120^\circ$ are not presented.

As a consequence of the good agreement for the pressure in the near field between numerical and experimental data, the far field is also well reproduced by numerical simulation. Through improvement of the aerodynamic flow field, thanks to making the mesh denser and triggering the turbulence, we manage to obtain an acoustic field that has a reduced contribution of the pairing noise, often encountered in numerical simulation of turbulent jets. Some discrepancies due to pairings noise still remain, especially in the direction normal to the jet axis. Through comparison with the simulation of Huet, we can see the importance of the mesh refinement in all directions, notably in the azimuthal one, so as to get isotropic mesh cells with a grid cut-off frequency sufficiently high. This has already been shown by Bogey *et al.*¹⁹. This is important, especially for the shear layer, in order to correctly resolve the turbulent structures triggered by the step inside the nozzle. As we have seen through comparisons between the three simulations, the shear layer state has a big influence on the jet development and then on the pressure field. In the next part, we are going to focus on the analysis of the results obtained with the *Very Fine* simulation which has been shown to reproduce fairly well the experimental measurements.

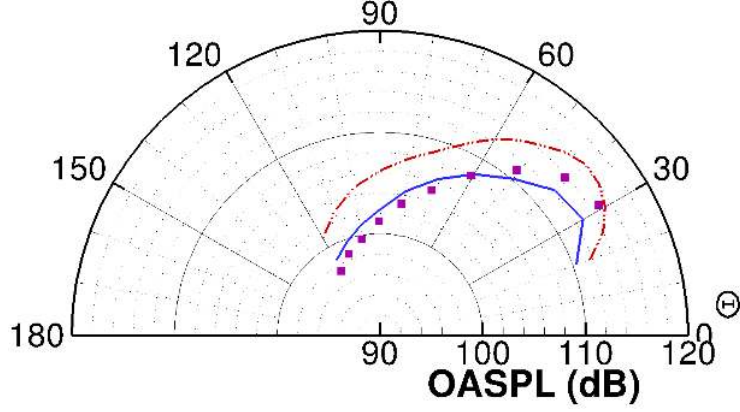


FIG. 15. OASPL of the pressure field in the far field at $75D_j$ from the nozzle exit, integrated between $[200\text{Hz}; 20\text{kHz}]$ (i.e. $St \in [0.04; 4]$). — · · · · ·, Huet¹⁷ ; —, *Very Fine* ; ■, EXP

IV. ANALYSIS

In this section, we study the data available in the jet flow, the near field and the far field pressure (see section II E for more details on the numerical database available) for the *Very Fine* simulation. All the signals are synchronized, this enables to calculate cross-correlations between different variables from different regions of the jet. Such analyses have been made with experimental data between flow field and far field³⁷, between flow field and near field³⁸ and between near field and far field^{5,6,39}; and with numerical data between flow field and near field⁴⁰. In the far-field, Tam *et al.*⁴¹ evidenced two distinct behaviours of the pressure field, in the downstream direction and the more sideline and upstream directions. They attributed the radiation in the downstream direction to large scale turbulent structures strongly correlated to the flow. The radiation in the upstream direction was attributed to fine scale turbulence with low correlation levels. Bogey & Bailly⁴⁰ suggested the presence of noise generation mechanism around the end of the potential core and showed that it is related to the radiation in the downstream directions. These analyses were made thanks to correlation between the flow field and the far field but no relation to the near field was made. On the other hand, Hall *et al.*^{5,6,39} showed a strong relation between the acoustic radiation in the far field in the downstream direction and the axisymmetric mode of the near field pressure especially for positions downstream of the potential core end. However no relation to the flow field was studied in their work. No previous study has been made on the connection between the flow field, the near field and the far field. A preliminary analysis of the *Very Fine* simulation has been done by Lorteau *et al.*⁴². The analysis focused on the near field pressure and its relation to the flow and acoustic fields. Thus, in this section, we deepen the previous analysis by investigating the link between the azimuthal structure of near and far field pressure and the link between the flow field and the azimuthal structure of the near field.

A. Study of the far field pressure

1. Azimuthal composition

In figure 16 are represented the integrated pressure levels of the azimuthal modes $m \in [0; 5]$, calculated from the CFD results, and their corresponding contributions (taken as $(p'_m)^2 / \sum (p'_m)^2$) as function of the polar angle in the far field. It has been verified that the azimuthal modes $+m$ and $-m$ have a similar OASPL level. For these calculations, 40 microphones are used in the azimuthal direction.

We can see that there is a clear difference in the azimuthal behaviour of the pressure in the far field as we move from the downstream direction (i.e. for 30°) to the upstream direction (i.e. for 90°). Indeed, in the downstream direction, the axisymmetric azimuthal mode clearly dominates the pressure field as it represents more than 50% of the global energy in the angular sector $\Theta \in [20^\circ; 50^\circ]$ and even reaches more than 80% for angles around 30° . For these angular positions the azimuthal modes are energetically ordered.

However as we move upstream, the axisymmetric mode becomes less predominant and has similar energetic levels

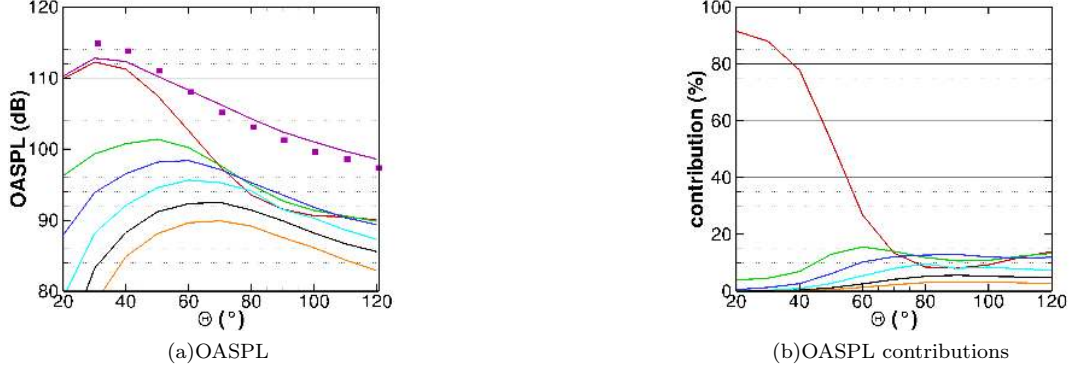


FIG. 16. Angular evolution in the far field at $75D_j$ of (a) the OASPL levels and of (b) the corresponding contributions for azimuthal modes $m \in [0; 5]$, integrated between $[200Hz; 20kHz]$. ■, EXP ; plum, total signal ; red, $m = 0$; green, $m = 1$; blue, $m = 2$; cyan, $m = 3$; black, $m = 4$; orange, $m = 5$

as higher order modes $|m| \in [1; 3]$. For instance at 90° , the azimuthal modes $|m| \leq 2$ have the same contribution of about 10%. These results agree with the experimental observations of Viswanathan⁴³ and Cavalieri *et al.*⁴⁴. For a hot subsonic jet at $T_j/T_\infty = 3.2$ and $M_j = 0.9$, Viswanathan observed a drop in the correlation levels with the increasing azimuthal separation angle from the downstream direction to the upstream direction. Thus, he indicated a change in the azimuthal structure of the pressure field, from a domination of the low order azimuthal modes to a domination of higher order azimuthal modes. Cavalieri *et al.*⁴⁴ showed, for an isothermal subsonic jet at $M_j = 0.6$, a predominance of the axisymmetric mode in the downstream direction of the far field and a growing importance of the azimuthal mode $m = 1$ as we move from the downstream to the upstream direction. They observed the dominance of the axisymmetric mode on a smaller angular sector than here. This might be due to the fact that here we study a hot jet for which the axisymmetric mode has a stronger contribution in the near field compared to an isothermal jet as shown by Lorteau *et al.*¹⁵. This is in agreement with Viswanathan who observed high levels of correlation on a narrower angular sector for a $T_j/T_\infty = 1$ and $M_j = 0.4$ jet compared with a $T_j/T_\infty = 3.2$ and $M_j = 0.9$ jet.

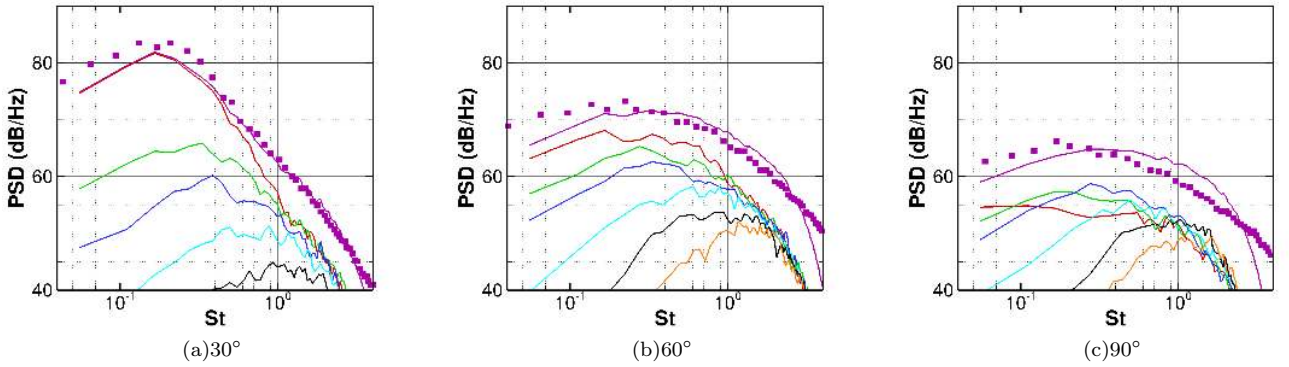


FIG. 17. PSDs of the pressure field in the far field at $75D_j$ from the nozzle exit for different angular positions for the azimuthal modes $m \in [0; 5]$. ■, EXP ; plum, total signal ; red, $m = 0$; green, $m = 1$; blue, $m = 2$; cyan, $m = 3$; black, $m = 4$; orange, $m = 5$

In figure 17 are reproduced the far field PSDs of the azimuthal modes $m \in [0; 5]$ for the angles $\Theta \in \{30^\circ; 60^\circ; 90^\circ\}$. From this figure, it appears that the predominance of the axisymmetric mode at 30° comes from the low frequencies around $St = 0.2$ that dominate the pressure spectrum. For the PSDs at 60° , the levels at $St = 0.2$ are greatly reduced compared with 30° (a drop of around 10dB/Hz) and as a result the contribution of the axisymmetric mode is reduced. For the 90° angular position, similar observations can be made: the axisymmetric mode has lower PSD levels and the azimuthal modes $m = 1$ and $m = 2$ dominate the other modes for frequencies at the maximum energy level around

$St = 0.3 - 0.5$. Similar observations have been made by Juvé *et al.*⁴⁵ and Cavalieri *et al.*⁴⁴. These observations also agree with Viswanathan⁴³ who observed high azimuthal coherence levels in the downstream directions for low frequencies characterizing a low azimuthal order structure. In the upstream directions, the azimuthal coherence levels drop for all the frequencies (low and high), characterizing a balanced azimuthal structure. Thus the far field pressure goes from a low azimuthal order organisation to a higher order one when moving from downstream to upstream direction. Moreover the domination of the low order azimuthal modes, especially for frequencies around $St = 0.2$, is accentuated with the speed and temperature of the jet. The structure of the acoustic waves is thus very different depending on the observation angle.

2. Correlation in the far field

Following Viswanathan⁴³, we calculate the cross-correlation between the different microphones in the far field. The calculation is made between each microphone and all the other microphones in the same azimuthal plane. In practice the cross-correlation is calculated using the inverse Fourier transform of the cross-spectrum. The cross-correlation for the reference microphones at 30° , 60° and 90° are presented in figure 18. It has been verified but not shown here that the results do not vary depending on the azimuthal plane. We can see that there is a clear difference in the cross-correlations for the reference microphone at 30° (subfigure (a)) and for the reference microphone at 60° or at 90° (subfigures (b) and (c)). The signal at 30° appears to be correlated with the other signals on a larger angular sector than the two other signals. Cross-correlation is still over 0.4 for a separation angle of 20° whereas the signal at 60° has a correlation around 0.3 for a separation angle of 10° . It is even lower for the signal at 90° . These results agree with the experimental results of Viswanathan⁴³ who related these different behaviours in the far field to different noise sources responsible for acoustic radiation in the downstream and upstream directions.

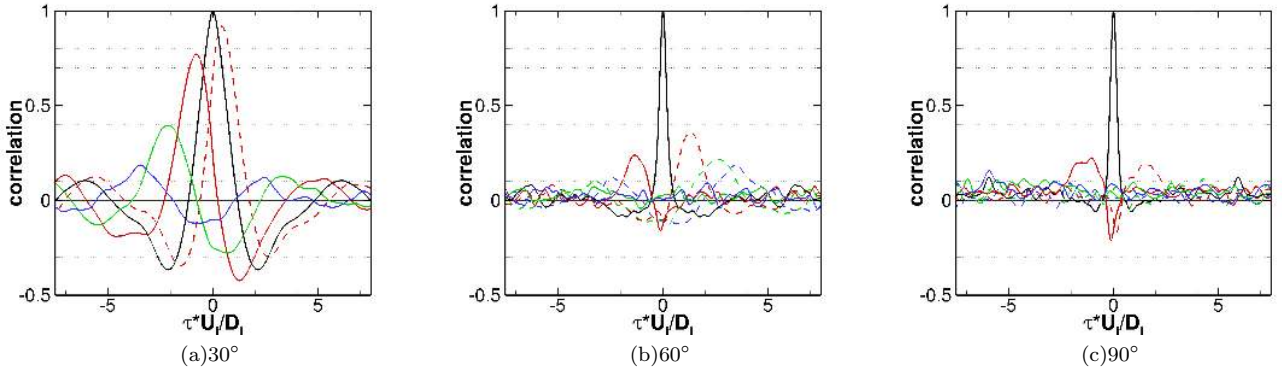


FIG. 18. Cross-correlation between the pressure signals in the far field for the reference microphone at (a) 30° , (b) 60° and (c) 90° with different separation angle $\Delta\Theta$. black, reference signal ; red, $|\Delta\Theta| = 10^\circ$; green, $|\Delta\Theta| = 20^\circ$; blue, $|\Delta\Theta| = 30^\circ$; — , $\Delta\Theta$ in the upstream direction ; - - - , $\Delta\Theta$ in the downstream direction

Using the same methodology, we now calculate the cross-correlation for the azimuthal modes. The calculations are made using the same azimuthal mode for all the microphones. The maxima of these correlations between the reference microphone at 30° , 60° and 90° and each angular position in the far field are represented in figure 19 for the azimuthal modes $m \in [0; 5]$. It appears that the azimuthal modes behave differently from each other independently of the reference microphone. Indeed the levels of correlation decrease more rapidly for the higher order mode than the axisymmetric one. We can also notice higher correlations for the axisymmetric mode than for the total signal. This could be expected for the reference microphone at 30° as the axisymmetric mode dominates the other modes with a contribution around 90% of the global energy. However, for the reference microphone at 90° , where the azimuthal structure is more balanced, there is little correlation between the signal and its neighbouring signals.

In the next sections, we focus our analysis on the two types of far field radiation identified in this section: the one observed in the upstream direction and the one observed in the downstream direction. More precisely, we study the relationship between these radiations and certain regions of the jet flow which are of interest, that is to say the

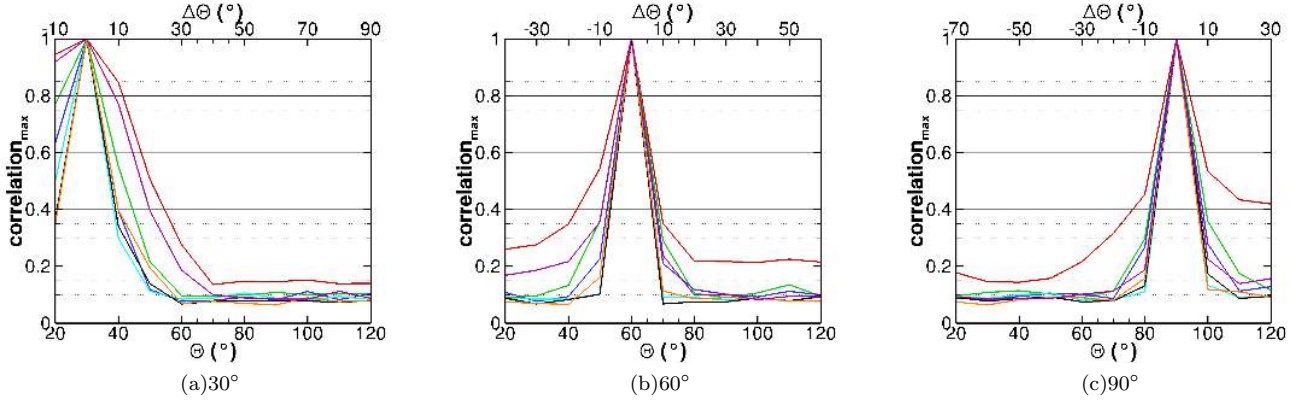


FIG. 19. Maximum of cross-correlation between the pressure signals in the far field for the reference microphone at (a) 30° , (b) 60° and (c) 90° , for the azimuthal modes $m \in [0; 5]$. plum, total signal ; red, $m = 0$; green, $m = 1$; blue, $m = 2$; cyan, $m = 3$; black, $m = 4$; orange, $m = 5$

shear-layer, the jet axis and the zone around the end of the potential core. This is possible thanks to storages acquired simultaneously with the acoustic radiation (see subsection II E for more details).

B. Upstream radiation

1. Relation to the near field

In this section, the analysis focuses on the upstream radiation, thus we use the signal radiated at 90° in the far field. Before studying the link between the jet flow and the acoustic radiation in the upstream direction, we examine how this radiation develops in the near field. To this aim, we calculate the normalized correlation between the pressure signal at 90° in the far field and all the pressure signals stored in the near field. The correlations have been calculated using the same methodology as in the previous section.

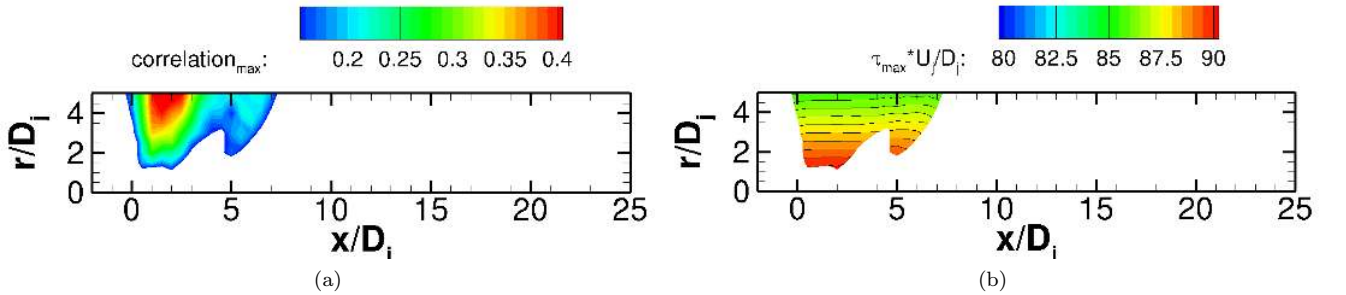


FIG. 20. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigure a) and of corresponding time-delay (subfigure b) between the pressure in the near field and the pressure in the far field for angle 90° . The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.15.

The cartographies of the maximum of correlation and the corresponding time-delay are represented in figure 20. We can see that a zone close to the nozzle exit for $x/D_j \leq 7$ is correlated to the acoustic radiation in the far field at 90° , with the maximum around 0.44 for $x/D_j = 1.5$ and $r/D_j = 5$. The time-delay corresponds to a propagation time based on the acoustic velocity c_0 between the signals in the near and far field. Moreover the decrease of the time delay with the increasing distance from the jet is consistent with the radiation. For these positions in the near field, there is no dominant azimuthal mode, despite the axisymmetric mode $m = 0$ being a little more energetic compared to the higher order modes as can be seen in figure 21, representing the rms pressure levels for the azimuthal modes.

This is in agreement with the azimuthal composition of the far field radiation in the upstream directions discussed in the previous section.

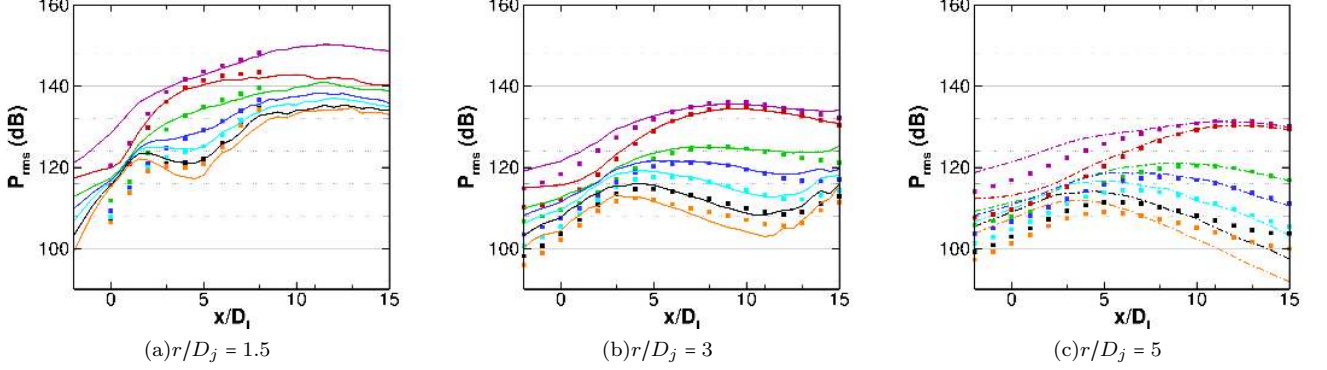


FIG. 21. Comparison of the longitudinal evolution of the rms levels for azimuthal modes $m \in [0;5]$ at radial positions $r/D_j \in \{1.5; 3; 5\}$ between the *Very Fine* simulation and experimental data. —, *Very Fine* ; ■, EXP ; plum, total signal ; red, $m = 0$; green, $m = 1$; blue, $m = 2$; cyan, $m = 3$; black, $m = 4$; orange, $m = 5$. The dash-dotted line is the same as for figures 12 and 13

2. Relation to the flow field

We are now studying the correlation between the jet flow and the upstream radiation. As it appears in figure 20 that this radiation originates in a region close to the jet exit, we calculate the correlation between a pressure reference signal in the shear layer and all the pressure signals in the near field. This is done for two positions in the shear layer $x/D_j = 0.2$ and $x/D_j = 1$. These calculations are made to see if the pressure waves generated in the shear layer are linked to the zone in the near field for which notable correlation levels were observed with the signal at 90° in the far field. These correlations are represented in figure 22. We can observe low levels of correlation (below 0.1) compared to the previous one. Furthermore the zone for which the level of correlation is higher is quite narrow but appears to spread as we move downstream.

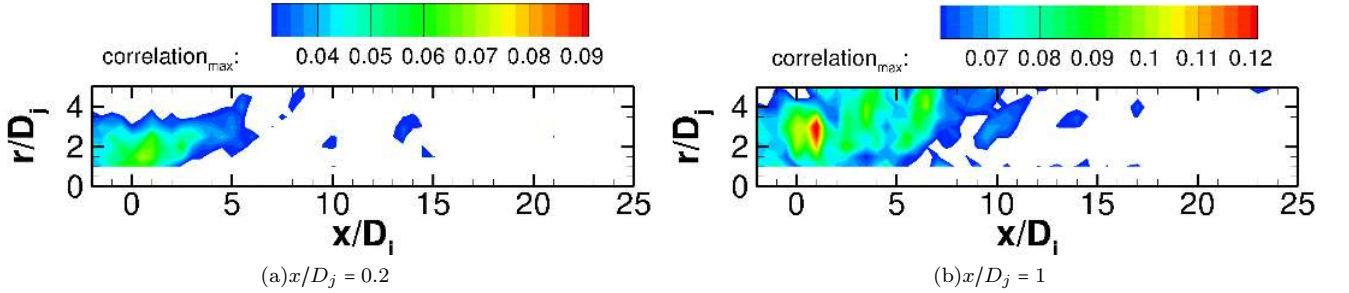


FIG. 22. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients between the raw signal of the pressure in the near field and the pressure in the shear layer at $r/D_j = 0.5$ for axial positions $x/D_j = 0.2$ and $x/D_j = 1$. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.03 for (a) and 0.06 for (b).

The low levels of correlation and the narrow zone with the higher levels of correlation can be explained by the evolution of the correlation scales along the shear layer shown in figure 23. Indeed, close to the nozzle exit, i.e. at the beginning of the shear-layer, the correlation length scales $L_{uu}^{(x)}$, $L_{vv}^{(x)}$ and $L_{uu}^{(\theta)}$, corresponding respectively to the length scales associated with the axial and radial velocity in the axial direction and with the axial velocity in the azimuthal direction, are small. The length scales have been calculated following Fleury *et al.*³², from which measurements are used as reference to our present results. As we move downstream, the turbulent structures grow with the thickening

of the shear-layer and higher level of correlation with the near pressure field on a wider zone are observed. The radiation in the upstream direction appears to come from the beginning of the shear-layer in which small correlation length scales are present, this can explain the low levels of correlation observed with the near field and in the far field (see figure 18(c)) and the fact that no wave fronts are observed (which is why the cartographies of time-delay are not shown). Furthermore it is consistent with fine scale radiation proposed by Tam & Auriault⁴⁶.

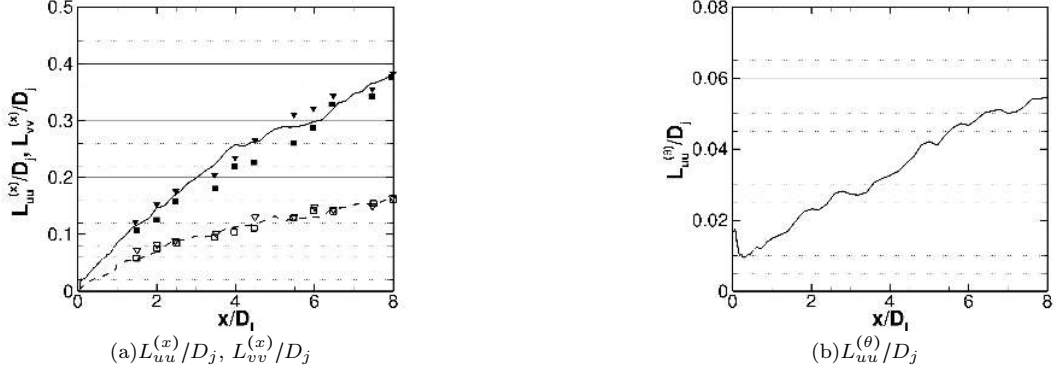


FIG. 23. Longitudinal evolution of the correlation length scales $L_{uu}^{(x)}$, $L_{vv}^{(x)}$ and $L_{uu}^{(\theta)}$ on the centreline of the shear layer (i.e. $r/D_j = 0.5$). Lines: *Very Fine simulation* ; solid, $L_{uu}^{(x)}$; dashed, $L_{vv}^{(x)}$; solid, $L_{uu}^{(\theta)}$. Symbols: measurements from Fleury *et al.*³² ; (■, □), $M_j = 0.6$; (▼, ▽), $M_j = 0.9$; black symbols for $L_{uu}^{(x)}$; open symbols for $L_{vv}^{(x)}$

Another zone of interest in the jet flow is the jet axis. Several studies such as Bogey & Bailly⁴⁰, Tam *et al.*³⁷ showed a strong relationship between the turbulence on the jet axis and the acoustic far field. The correlation between the pressure on the jet axis at $x/D_j = 1$ and the pressure in the near field is displayed in figure 24. These correlations show that the jet axis is not linked to the radiation in the upstream direction. Indeed the higher levels of correlation are visible in the downstream radiation (see subfigure (b)), this suggests that the jet axis is linked to the downstream radiation, even for positions close to the nozzle exit. This is studied in more details in the next section.

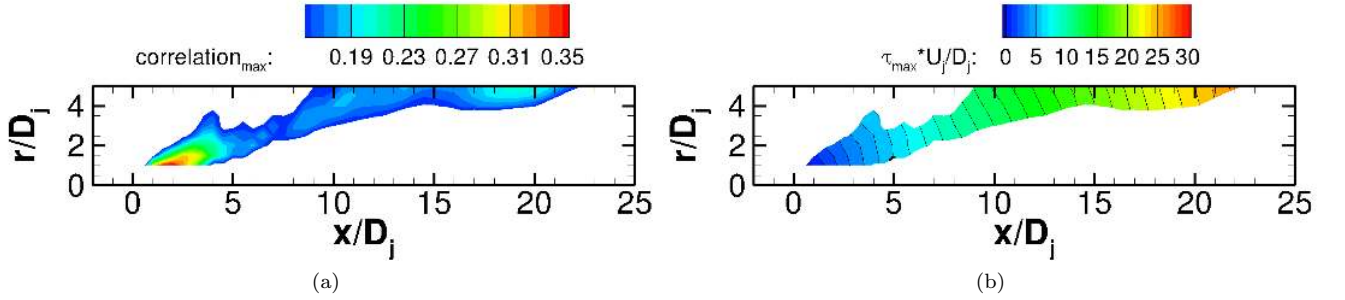


FIG. 24. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigure a) and of corresponding time-delay (subfigure b) between the pressure on the jet axis at $x/D_j = 1$ and the pressure in the near field. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.15.

In this section we saw that the acoustic radiation at 90° in the far field is visible in the near pressure field on a narrow zone, consistent with the low correlated behaviour observed in the far field. Moreover this radiation seems to originate from the beginning of the shear layer for which the correlation length scales are still small, consistent with the randomness of the fine scale radiation attributed by Tam & Chen⁴⁷ and Tam⁴⁸ to be responsible for the acoustic radiation in these directions. No significant correlation with the jet axis has been found, which, on the contrary seems to be related to the downstream radiation.

C. Downstream radiation

1. Relation to the near field

Similarly to the radiation in the far field at 90° , we calculate the correlations between the downstream signal in the far field at 30° and all the pressure signals in the near field. The results are shown in figure 25. The correlation levels are higher than those obtained with the signal at 90° , they even reach 0.88 for the position $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$. Moreover an extended zone in the near field appears to be highly correlated with the far field pressure signal at 30° , compared with the signal at 90° . It has been verified that the time-delay presented on subfigure (b) corresponds to a propagation time based on the ambient sound speed. These levels of cross-correlation are higher than those observed by Hall *et al.*⁶, who obtained experimental levels around 0.3 with similar positions for the pressure signals in the near field and in the far field. Bogey & Bailly⁴⁰ observed similar tendencies between their numerical correlations and experimental ones. They suggested that it may come from the fact that the simulation does not resolve all the turbulent scales, which is inherent to the LES methodology, thus the signals are “clearer” than experimental ones and therefore the higher correlation levels.

The positions in the near field for which there is a high level of correlation with the downstream far field signal correspond to positions for which the axisymmetric azimuthal mode is clearly dominant. Indeed we can see in figure 12 that, for instance at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$, the axisymmetric mode has a rms pressure level 14dB higher than the second most energetic azimuthal mode which is the mode $m = 1$. This observation is consistent with the fact that the downstream acoustic radiation in the far field is dominated by the axisymmetric mode (see section IV A 1). The axisymmetric mode appears to be a strong correlator as has been also shown by the experimental work of Hall *et al.*⁵. The near field appears to contain traces of the far field radiation. When we move away from the jet axis, the correlation levels increase, this agrees with the experiments of Suzuki & Colonius¹¹ who showed that the hydrodynamic contribution of the near field pressure follows an exponential decay according to the distance.

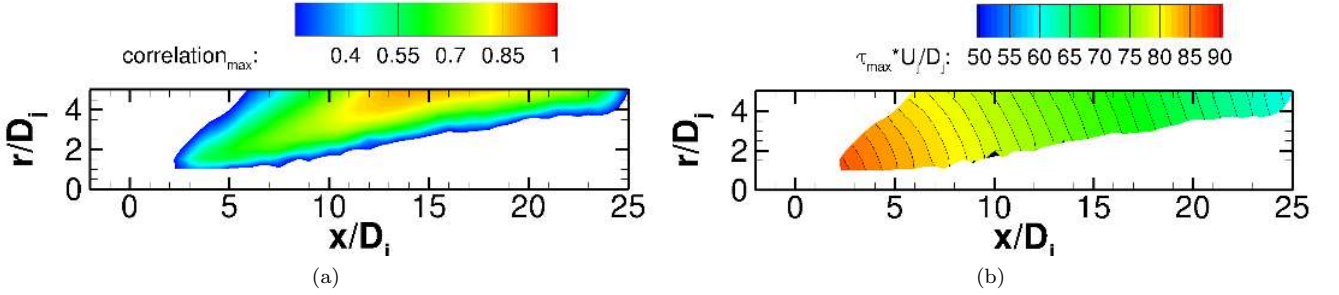


FIG. 25. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigure a) and of corresponding time-delay (subfigure b) between the pressure in the near field and the pressure in the far field at 30° . The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.25.

2. Relation to the flow field

As the signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$ has been shown to be strongly correlated to the far field radiation at 30° , we can assume that this signal is mainly acoustic. Besides, the signals stored in the near field are longer than the ones obtained in the far field at $75D_j$ using the Ffowcs-Williams & Hawkings porous formulation (see section IID for more details). We thus use this signal instead of the far field one for the rest of the analysis. Following Bogey & Bailly⁴⁰, we calculate the correlation between the vorticity norm at several positions on the jet axis and the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$. In figure 26 are represented the correlations calculated using the raw signal in the near field as well as the azimuthal modes $m = 0$ and $m = 1$. In this figure a region on the jet axis distinguishes itself. For axial positions $x/D_j \in [4; 6]$, the correlation levels are the highest and can reach 0.15 for the raw pressure signal and are maximal at $x/D_j \approx 5.5$ corresponding to the potential core end. Furthermore, when taking the axisymmetric mode, the same region is highlighted with even stronger correlation levels. However with other azimuthal modes, for instance the $m = 1$ mode represented in subfigure (c), there is almost no correlation. This suggests that the turbulence around the potential core end, which is highly intermittent (see figure 30), is strongly

linked to the downstream radiation. The time delays obtained correspond to those obtained with the sound velocity when neglecting the refraction effects. Besides the correlations appear to follow a time-delay based on the convection velocity on the jet axis (represented by the dashed line). Bogey & Bailly⁴⁰ interpreted this result as the presence of a sound source which is convected along the jet axis and that this source is the most efficient near the end of the potential core.

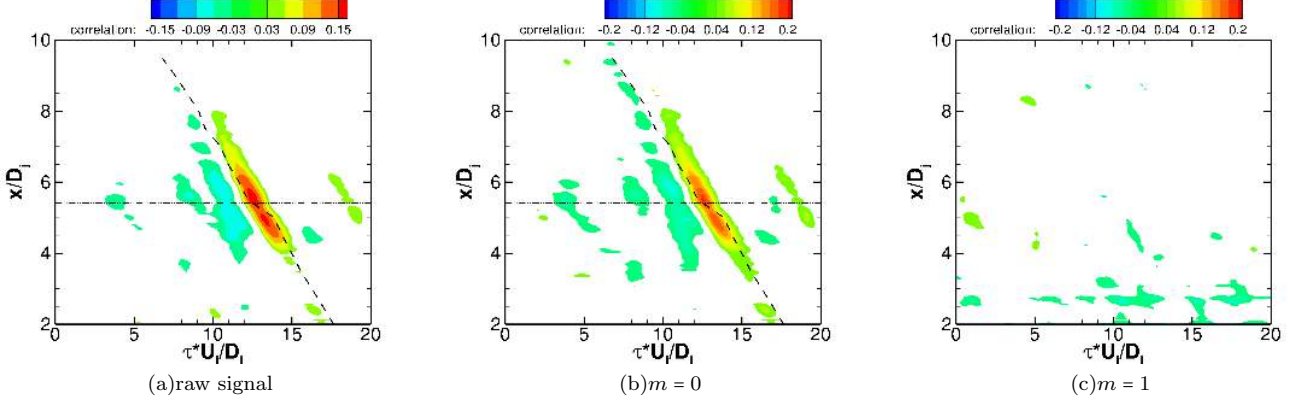


FIG. 26. Normalized correlation between (a) the raw signal, (b) the axisymmetric mode and (c) the $m = 1$ azimuthal mode of the pressure in the near field at $(x/D_j = 15; r/D_j = 5)$ and the vorticity norm on the jet axis for $x/D_j \in [2; 10]$. The correlations have been blanked for levels in the range $[-0.04; 0.04]$. The dash line corresponds to a time-delay based on the convection velocity U_{conv} and the dash-dot-dotted one shows the end of the potential core.

When looking at the correlation between the vorticity norm in the volume stored around the potential core end and the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$ presented in figure 27, we can see that the zone highly correlated to the downstream radiation is not located on the jet axis but is a volume around the axis which appears to be more inside the potential core than outside of it. According to figure 26, this area is extended roughly from $x/D_j = 4$ to $x/D_j = 6$. Grizzi & Camussi⁷ found similar results with correlation calculated between an acoustic signal measured in the downstream direction and the velocity measured inside the jet for an isothermal subsonic jet at $M_j = 0.5$.

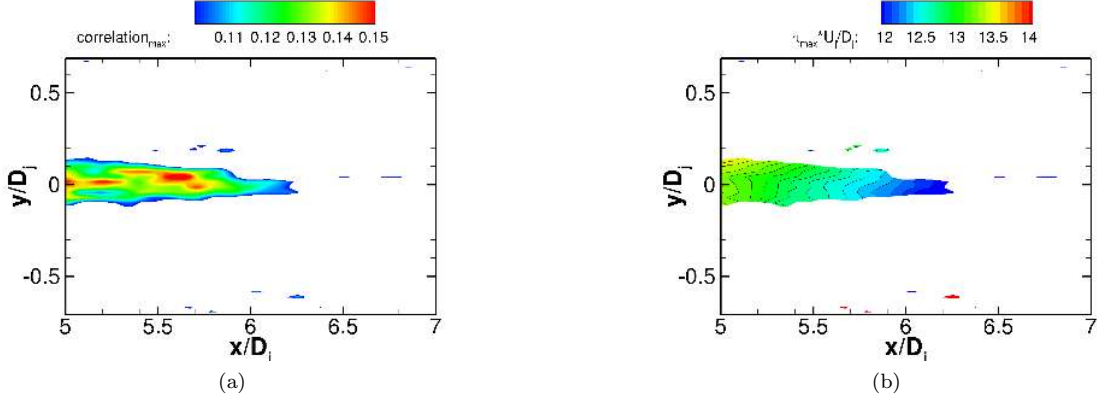


FIG. 27. Cross-section in the $z = 0$ plane of (a) the amplitude of maximum of cross-correlation coefficients and (b) the corresponding time-delay between the vorticity norm in the volume around the potential core end and the raw signal of the pressure in the near field. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.1.

To complete the analysis, correlations between the vorticity norm at a fixed position on the jet axis and all the signals in the near pressure field have been calculated. Such correlations are displayed in figure 28 for the position $x/D_j = 5.5$ on the jet axis which corresponds to the position for the maximum of correlation with the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$. We can see that the time delay is growing as we move away from the jet, in accordance with a propagation originating from the jet. A sector with high correlation levels emerges. This sector corresponds to the one previously identified in figure 25. Moreover, the correlations with the axisymmetric mode appear to also

display this sector (with slightly higher correlation levels), thus agreeing with the previous results. The correlations with the other azimuthal modes of the near field do not have sufficiently high levels to highlight specific zones in the near field and are thus not represented here, in accordance with subfigure (c) of figure 26. Hall *et al.*³⁸ also calculated correlations between velocity in the jet and a given position in the near field close to the nozzle exit. They showed the dominance of the axisymmetric mode on the modal distribution of the cross-correlation within the potential core region. The correlation with other positions of the vorticity norm signal on the jet axis gives the same results for $x/D_j \in [4; 6]$ but with lower correlation levels. Outside of $x/D_j \in [4; 6]$, correlations levels are too low to discern anything.

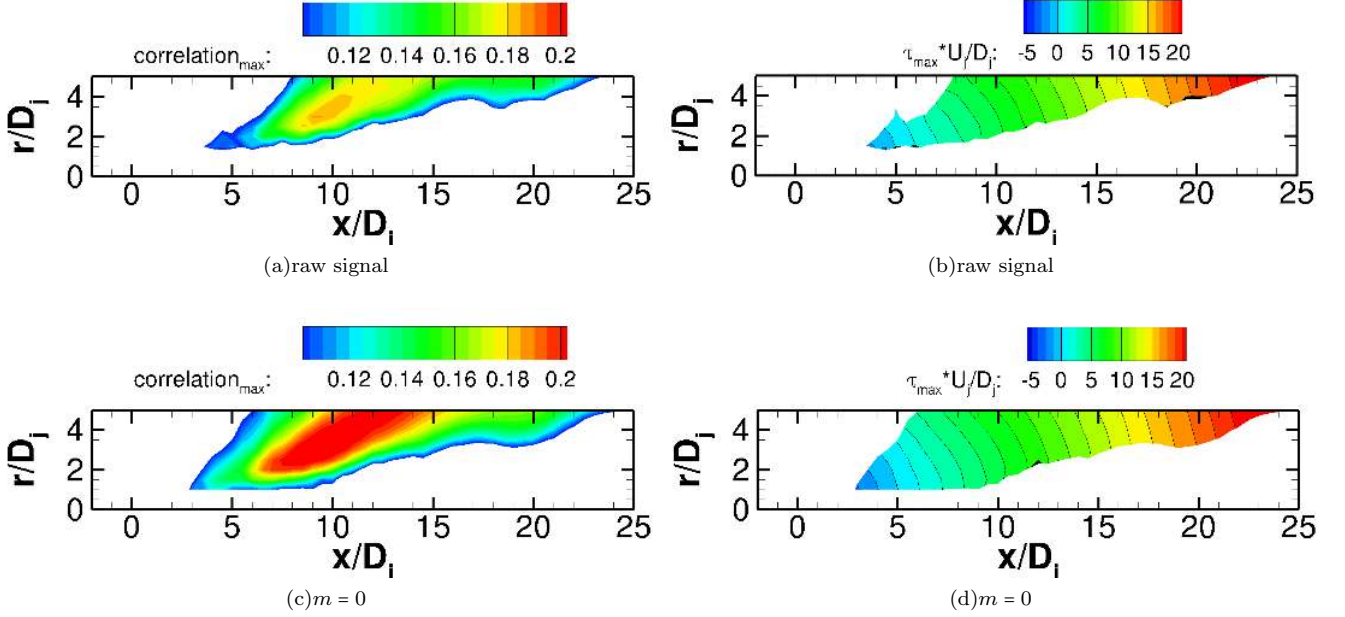


FIG. 28. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigures a and c) and of corresponding time-delay (subfigures b and d) between the vorticity norm on the jet axis at $x/D_j = 5.5$ and the raw signal (subfigures a and b) and the axisymmetric mode (subfigures c and d) of the pressure in the near field. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.1.

When looking at the cartographies of time delay in figure 28, we can notice that for axial positions in the near field $x/D_j \leq 5$, the time-delay is negative. We can interpret this result as the fact that a pressure wave originates from an area upstream of the potential core end (reference point). Furthermore it has also been seen that the pressure close to the nozzle exit is related to the downstream radiation (see figure 22(b)). To deal with this result in depth, we calculate the correlation between the vorticity signal on the jet axis at $x/D_j = 5.5$ and the pressure signal for all the points on the jet axis for $x/D_j \in [1; 10]$. These calculations are represented in figure 29. It appears that the vorticity around the end of the potential core is correlated to the pressure signals upstream of the reference signal. Moreover the negative time-delay indicates that the information goes from the pressure signals upstream of the reference signal to the vorticity signal. Other positions have been tested for the vorticity signal and similar results were obtained for positions $x/D_j \in [4; 6]$. The pressure signals and the vorticity ones may be linked thanks to an information independent of the downstream radiation. However it has been shown in section IV B 2 that the pressure on the jet axis is related to this radiation. The common information may come from the shear layer what is investigated in the following.

To see if the shear layer and the jet axis are associated, correlations between the pressure in the shear-layer and the pressure on the jet axis are calculated. The maxima of the correlation and the corresponding time-delay for all the positions on the jet axis for $x/D_j \in [1; 10]$ and all the positions in the shear-layer (i.e. at $r/D_j = 0.5$) for $x/D_j \in [1; 10]$ are available. Thus we obtain cartographies as function of the axial position on the jet axis and the axial position in the shear-layer. These cartographies are shown in figure 31 for the raw signal and the axisymmetric mode of the pressure in the shear-layer. High levels of correlation are reached especially for axial positions $x/D_j \lesssim 5$, i.e. inside the potential core. The raw pressure signals in the shear layer are less correlated to the pressure signals on the jet axis compared with the axisymmetric mode of the pressure signals in the shear layer. Indeed the maximum of correlation using the raw signals is about 0.3 whereas it is about 0.8 using the axisymmetric mode. No remarkable correlations

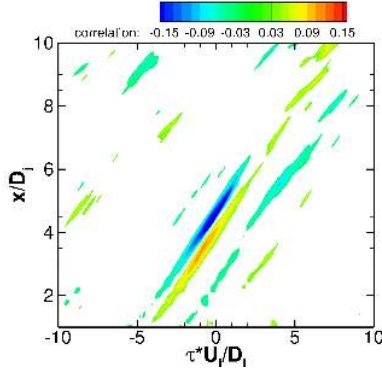


FIG. 29. Normalized correlation between the vorticity norm on the jet axis at $x/D_j = 5.5$ and the pressure signals along the jet axis. The correlations have been blanked in the range $[-0.04; 0.04]$.

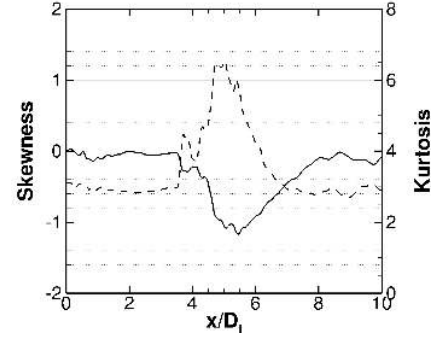


FIG. 30. Streamwise evolution of the skewness (—) and the kurtosis (---) of the fluctuating axial velocity on the jet axis.

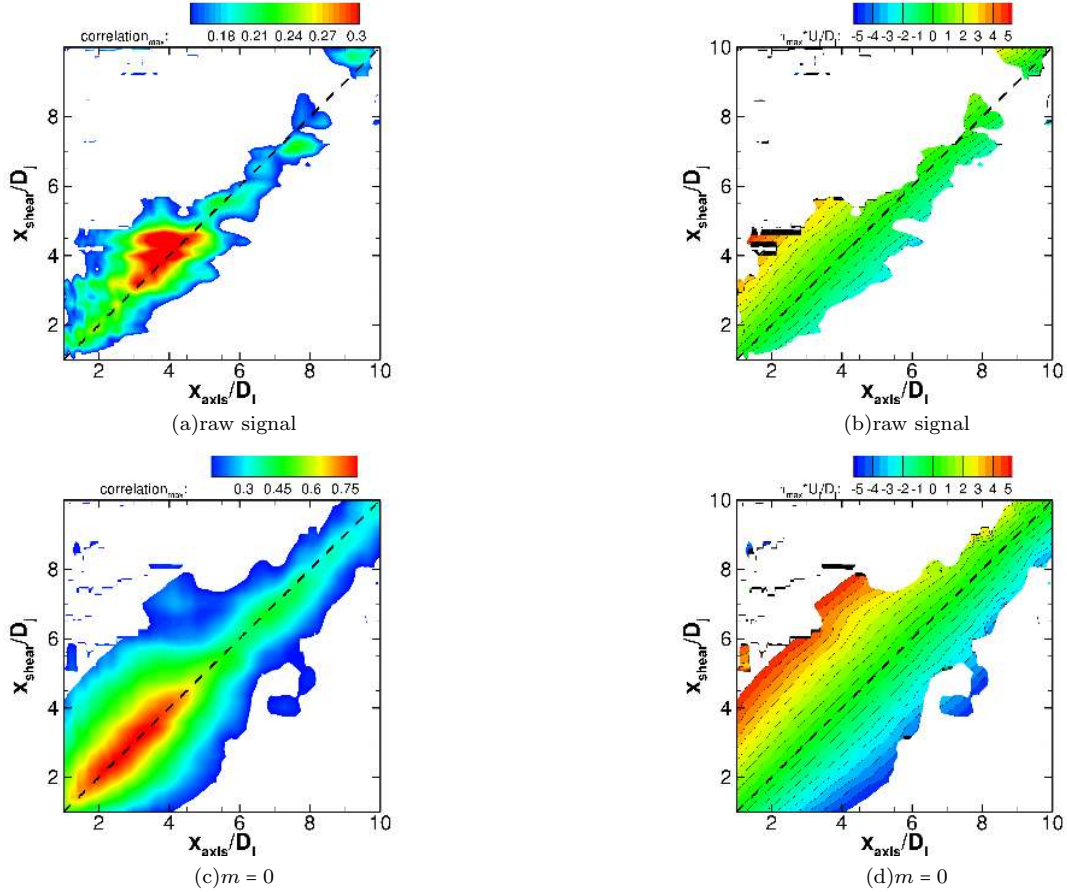


FIG. 31. Amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigures a and c) and of corresponding time-delay (subfigures b and d) between the pressure in the shear layer (at $r/D_j = 0.5$) and the pressure on the jet axis for $x/D_j \in [1; 10]$. The dashed line represents the line $x_{axis} = x_{shear}$. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.15.

are obtained with other azimuthal modes and thus are not displayed. As mentioned earlier the axisymmetric mode is a strong correlator. Moreover, for symmetry reasons, the jet axis only sees the axisymmetric mode, this can explain such high levels of correlation for the mode $m = 0$ and why the other azimuthal modes are not correlated to the jet axis. When looking at the cartographies of time delay between the shear layer signals and the axis signals, we can see that for a given axial position, the signal on the axis and the signal in the shear layer are correlated with a

time-delay almost null. Furthermore for a signal on the jet axis located upstream of a signal in the shear layer, i.e. for $x_{axis} \leq x_{shear}$, the time-delay is positive, this indicates, with the conventions taken, that the point on the axis receives the information before the point located downstream in the shear layer. On the contrary, for $x_{axis} \geq x_{shear}$, the time-delay is negative, indicating that the point on the jet axis receives the information after the point located upstream in the shear-layer. These results illustrate the strong relation between the shear layer and the jet axis by means of plane waves propagating downstream, which is consistent with the axisymmetric mode predominant in the correlation. As we move along the shear layer in the downstream direction, the coherent structures grow (see figure 23), so that it reinforces the relationship between the jet axis and the shear layer.

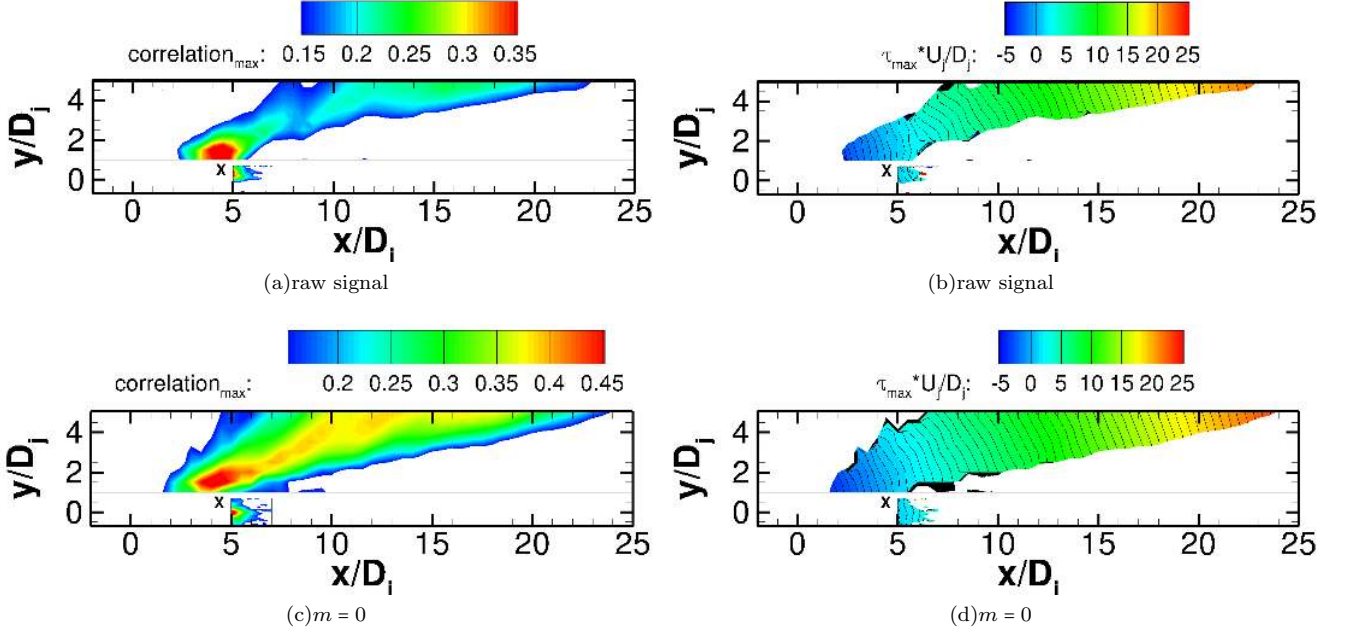


FIG. 32. Cross-section in the $(x; y)$ plane representing the amplitude of maximum of cross-correlation coefficients (subfigures a and c) and of corresponding time-delay (subfigures b and d) between the raw signal (subfigures a and b) and the axisymmetric mode (subfigures c and d) of the pressure in the shear-layer at $x/D_j = 4.4$ and the pressure in the near field. The cartographies have been blanked for maximum of correlation coefficient below 0.15. The “x” symbol represents the position of the reference point in the shear-layer.

As the pressure on the jet axis is related to the downstream radiation and as the jet axis pressure and the shear-layer pressure appear to be linked to each other, especially for $x/D_j \in [2; 5]$ (see figure 31), we now calculate the correlation between the pressure in the shear-layer at $x/D_j = 4.4$ and the pressure in the near field. The results are shown in figure 32 for the raw signal and the axisymmetric mode in the shear layer, no remarkable correlations were found for the other azimuthal modes. The correlations with the volume around the potential core end have been added to show the jet flow. The axial position $x/D_j \approx 4.4$ corresponds to the position on the jet axis for which the downstream radiation is the most correlated to the jet axis pressure. We can see that the raw pressure signal in the shear-layer is correlated to the downstream radiation but much less than the axisymmetric mode, as expected. As the turbulent structures become more and more correlated with the downstream position in the axial, radial³² and azimuthal directions (see figure 23), they emit pressure waves more and more correlated, as we can see when comparing figures 22 and 32. We can also see at the end of the potential core the waves correlated to the signal in the shear-layer. Furthermore the negative time delay observed at positions in the near field upstream of the reference signal are due to the fact that the emission is extended and not localized at one point.

The correlation between the downstream radiation and the jet axis seems to be due to the shear layer. The axis naturally filters the axisymmetric mode of the signals that it receives from the pressure waves developing in the shear-layer. Moreover the axisymmetric mode dominates the downstream radiation, explaining the good correlations obtained with the jet axis. The pressure waves generated by the coherent structures in the shear-layer, associated to instability waves, influence the turbulence upstream of the potential core end for $x/D_j \in [4; 6]$. For these positions, the turbulence is weak as we are in the potential core but intermittent (see figure 30). We can relate these results with

the noise production mechanisms proposed by Hileman *et al.*⁴⁹ and Kastner *et al.*⁵⁰ which consists in the interaction between diametrically opposed turbulent structures of the shear-layer and in the rapid breakdown of large-scale structures around the potential core end. Several authors such as Juvé *et al.*⁵¹, Hileman *et al.*^{49,52}, Cavalieri *et al.*⁵³ or Koenig *et al.*⁵⁴ have linked the intermittency to the acoustic radiation of a jet. This aspect is studied in the following.

3. Intermittency

Following Hileman *et al.*⁴⁹ who observed sound pressure events in the pressure signal at downstream position at 30° in the far field of a $M_j = 1.3$, $Re = 1.06 \times 10^6$ isothermal jet, we decide to study these events for the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$. We obtain pressure events by taking 1.5ms of data before and after every peak exceeding a given threshold α based on the rms value of the pressure signal p_{rms} . Then all the events were ensemble averaged. The corresponding phase-averaged waveform is shown in figure 33a for different values of the threshold α . We can remark that the threshold does not influence much the waveform apart from the amplitude. This is directly linked to the threshold. For a higher threshold, only higher amplitude peaks are retained and thus the average amplitude is higher. The resulting waveform resembles the one obtained by Hileman *et al.*⁴⁹, except for the oscillations at both sides of the central peak. These oscillations may be due to the short length of our signals and thus the number of events used for the phase-averaging.

The PSDs of the waveforms are displayed in figure 33b and are compared to the PSD of the original signal. We can see that the PSDs of the waveforms bear strong similarities with the PSD of the original signal, especially around the peak frequency at $St \approx 0.2$. This strong resemblance between the PSDs of the waveform and the original signal indicates that the acoustic radiation in the downstream direction comes mainly from these events. As the PSDs of the waveforms obtained with the threshold $\alpha = 1.5p_{rms}$ and $\alpha = 2p_{rms}$ are similar, we decide to use the waveform obtained with the threshold $\alpha = 1.5p_{rms}$ in the following.

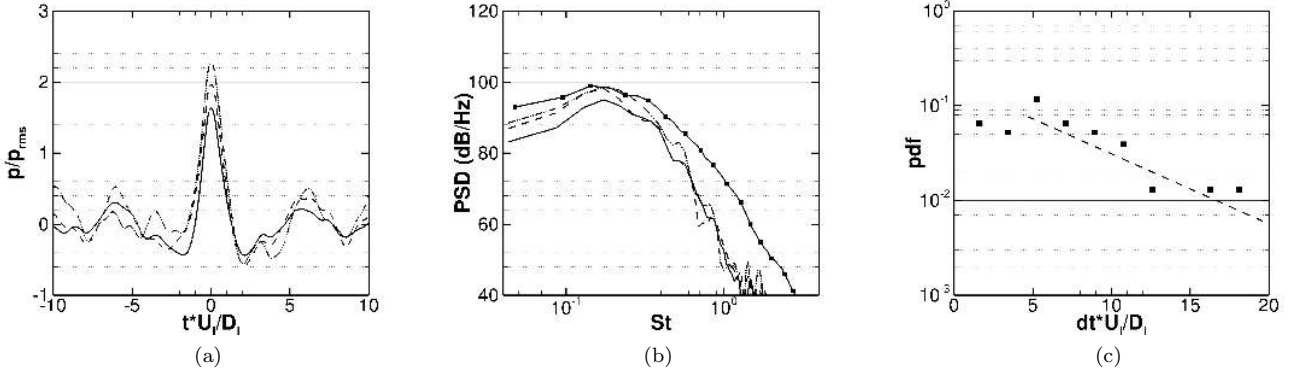


FIG. 33. Evolution with the threshold α of (a) the pressure waveform and (b) the corresponding PSD for the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$. ■, complete signal ; —, $\alpha = p_{rms}$; - - -, $\alpha = 1.5p_{rms}$; - · - · -, $\alpha = 2p_{rms}$. In (c) is represented the probability density function (pdf) of the waiting-time between two successive peaks exceeding $\alpha = 1.5p_{rms}$.

When looking at the statistics of the waiting-time between two successive energetic events, we see that they do not seem periodic. Indeed, in subfigure (c) of figure 33 representing the probability density function of the waiting-time, it appears that the pdf follows an exponential decay (represented by the dashed line). Several authors such as Villermaux *et al.*⁵⁵ or Guj & Camussi⁵⁶ showed the relation between an exponential decay of the pdf of the waiting-time and the intermittent aspect of the events. Thus the energetic events present in the pressure signal are intermittent, i.e. they are considered statistically independent and uncorrelated to each other. We can relate these results to the work of Koenig *et al.*⁵⁷ who used a wavelet-based filter to keep only energetic events in the far-field pressure signals of subsonic jets. Their filtered signals presented a peaky asymptotic spectral shape at $St \approx 0.2$. They showed that this filtering keeps only intermittent events which are preponderant in the downstream direction, i.e. for $\Theta \in [30^\circ; 50^\circ]$.

As the downstream radiation has been shown to be closely related to the axisymmetric mode of the shear-layer, it is justified to test the presence of these intermittent events in the pressure signals of the shear-layer. To this aim, we realize a conditional filtering of the pressure signal in the shear-layer based on the events of the pressure signal

at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$ and the time-delay between the two signals. The time delay between the two signals corresponds to the time-delay of the maximum of correlation between the two signals. The conditional filtering is done by taking the average of the parts of the shear-layer temporal signal synchronized on the energetic events of the $(x/D_j = 15; r/D_j = 5)$ signal. The resulting average form for the pressure signal in the shear-layer at $x/D_j = 4.4$ is shown in figure 34(a). The average form obtained with the pressure signal on the jet axis at $x/D_j = 4.4$ is also shown. A similar filtering has been done using the raw pressure signal in the shear-layer and did not give a specific waveform. We can see that they are very similar to the one obtained with the $(x/D_j = 15; r/D_j = 5)$ signal, despite being narrower. By taking a normalization of the time with the sum of the local flow and sound velocities $(u + c)$ at the same place as the pressure signal, the three waveforms have different widths contrary to what we would have expected with waves developing in the jet flow. However by taking a normalization of the time with the local sound velocity c at the same place as the pressure signal, we obtain a very good match of the waveforms, especially for the central peak. Thus the intermittent character of the downstream radiation might be linked to the instability waves developing in the shear-layer but further analyses are needed to clarify this question.

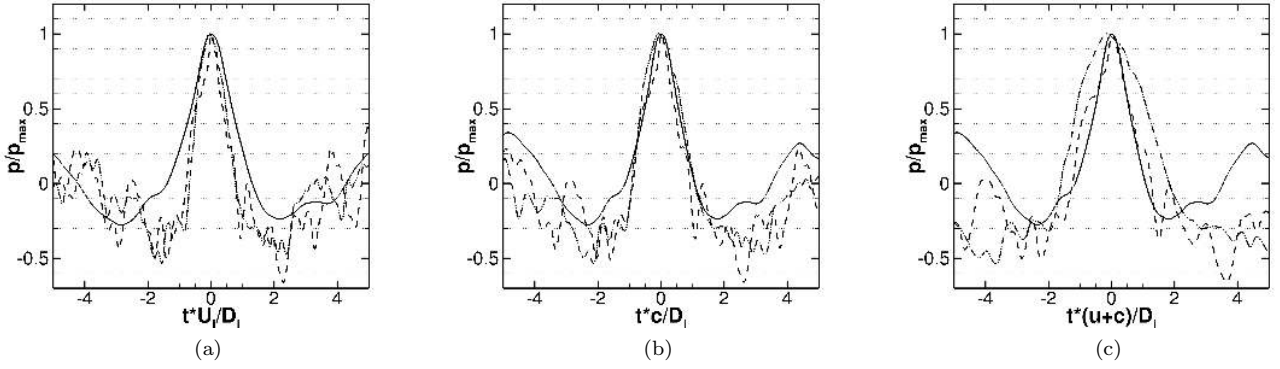


FIG. 34. Comparison of the waveform obtained with the pressure signal at $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$ and the filtered events obtained for the pressure signals of the axisymmetric mode in the shear-layer at $x/D_j = 4.4$ and on the jet axis at $x/D_j = 4.4$. The waveforms have been normalized by the maximum of amplitude and three normalization of the time are used, (a) by U_j/D_j , (b) by c/D_j and (c) by $(u + c)/D_j$. —, $x/D_j = 15$ and $r/D_j = 5$; - - -, $x/D_j = 4.4$ and $r/D_j = 0.5$; - · - · -, $x/D_j = 4.4$ and $r/D_j = 0$.

Koenig *et al.*⁵⁷ showed that the educed intermittent energetic events present in the pressure signals at downstream direction have strong similarities with signals produced by wavepacket sources, such as the directivity. Cavalieri *et al.*⁵³ also showed that intermittent wavepackets are a good candidate for the downstream acoustic radiation. We highlighted in this part that the downstream radiation, dominated by the axisymmetric azimuthal mode, is linked to pressure waves developing in the shear-layer. The correlation observed between the downstream pressure signals and the turbulence at the potential core end might be an effect of these shear-layer pressure waves. In other words, the pressure waves are radiated from the shear layer and their resultant at the potential core end is perceived as the main downstream source from the far field. Finally, the intermittent energetic events responsible for the downstream radiation come from these shear-layer pressure waves which might be related to wavepackets.

V. CONCLUSIONS

The present work deals with the numerical simulation of a hot subsonic turbulent jet using LES. The influence of the axial, radial and azimuthal mesh refinements has been studied thanks to a comparison between the present simulation and two previous simulations on the same jet configuration. A geometrical tripping shaped as a small step has been used on the inner surface, near the exhaust, in order to trigger the turbulence off to obtain an initially turbulent shear layer. The importance of the azimuthal and axial refinements has been shown concerning the development of the shear layer. Despite having a good development, there are still some traces of a laminar state of the shear layer.

With the present simulation, there has been an improvement of the simulation of the flow field. This has been assessed by means of comparison with experimental data. The potential core length is well estimated, the rms level

of the axial velocity on the jet axis and the shear layer spreading rate are in a good agreement with the experiments. Moreover the turbulence in the shear-layer and on the jet axis develops in agreement with experimental data from the literature. The space-time structure of the pressure in the near field and acoustic far field agrees well with experimental data up to the grid cut-off frequency ($St \approx 1$). The PSDs in the far field show a difference of 2dB at most at 30° but there is still a trace of "vortex pairings" noise visible for the PSD at 90° leading to an overestimation for frequencies around $St = 1 - 2$.

Two different behaviours of the pressure field have been highlighted, for the 30° and 90° directions. For the 90° direction, the spectra do not have any dominant frequency and the azimuthal modes have comparable energetic levels. Besides, for all azimuthal modes, low correlation levels between microphones in this direction are found. However this radiation appears to be independent of the jet axis and rather linked to the beginning of the shear layer where the turbulent structures present small correlation length scales. These results are in agreement with the idea of this noise being generated by the random fine scale turbulence distributed in the shear-layer.

For downstream directions of propagation in the far field, around 30° i.e. the main direction of acoustic radiation, the axisymmetric azimuthal mode dominates, for $\Theta \in [20^\circ; 50^\circ]$ it represents more than 50% of the global acoustic energy. Moreover the frequencies around $St = 0.2$ are seen to dominate the other frequencies in terms of spectral levels and high levels of cross-correlation are present over a wide angular span, particularly for the axisymmetric mode. All these results agree with the literature. Moreover intermittent energetic events are present in the pressure signals in these directions, contributing to the majority of the acoustic radiation. These events have been shown to come from the shear-layer in which pressure waves develop and are associated to the downstream radiation. This is especially true for the axisymmetric mode in the shear-layer upstream of the potential core end. These pressure waves are also related to the turbulence around the end of the potential core which is thus linked to the downstream radiation. The pressure field for directions around 60° appears to be a transition from one behaviour to the other. Indeed, the axisymmetric mode is the prevailing one but not as much as for radiation at 30° , the frequencies around $St = 0.2$ are not as much marked and there are lower correlation levels between the different microphones but at lower levels and over a narrower angular span.

With the aim at controlling jet noise, it appears interesting to study the link between the jet flow, especially the shear-layer close to the nozzle exit, as this is where controls are applied, and the near field. The calculation of coherence, not possible here due to the short duration of the signals, might help to obtain more insight into the relationship between the near field and the jet flow and thus might provide some guides to optimize the use of control devices.

ACKNOWLEDGMENTS

Author M. Lorteau would like to thank A. Fosso-Pouangué for the fruitful discussions concerning geometrical tripping on numerical simulations and N. Lupoglazoff for his help with the conversion into data format. M. Huet is gratefully acknowledged for providing numerical data and useful advice. The present work is part of a PhD thesis supported by the Onera and supervised by G. Casalis.

- ¹G. Rahier, J. Prieur, F. Vuillot, N. Lupoglazoff, and A. Biancherin, "Investigation of integral surface formulations for acoustic post-processing of unsteady aerodynamic jet simulations," *Aerospace Science and Technology* **8** (2004).
- ²A. Uzun, A. S. Lyrantzis, and G. A. Blaisdell, "Coupling of integral acoustics methods with LES for jet noise prediction," *International Journal of Aeroacoustics* **3** (2005).
- ³S. Mendez, M. Shoenybi, S. K. Lele, and P. Moin, "On the use of the Ffowcs Williams-Hawings equation to predict far-field jet noise from large-eddy simulations," *International Journal of Aeroacoustics* **12** (2013).
- ⁴R. E. A. Arndt, D. F. Long, and M. N. Glauser, "The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet," *Journal of Fluid Mechanics* **340** (1997).
- ⁵J. W. Hall, J. T. Pinier, A. M. Hall, and M. N. Glauser, "A spatio-temporal decomposition of the acoustic source in a Mach 0.85 jet," in *AIAA paper*, (442) (2007).
- ⁶J. W. Hall, A. M. Hall, J. T. Pinier, and M. N. Glauser, "Cross-spectral analysis of the pressure in a Mach 0.85 turbulent jet," *AIAA Journal* **47** (2009).
- ⁷S. Grizzi and R. Camussi, "Wavelet analysis of near-field pressure fluctuations generated by a subsonic jet," *Journal of Fluid Mechanics* **698** (2012).
- ⁸C. E. Tinney and P. Jordan, "The near pressure field of co-axial subsonic jets," *Journal of Fluid Mechanics* **611** (2008).
- ⁹F. Kerhervé, A. Guittou, P. Jordan, C. E. Tinney, V. Fortuné, and Y. Gervais, "Experimental investigations of velocity field and the near pressure field of a coaxial subsonic jet," in *ERCOTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements* (2008).
- ¹⁰L. S. Ukeiley and M. K. Ponton, "On the near field pressure of transonic axisymmetric jet," *International Journal of Aeroacoustics* **3** (2004).

- ¹¹T. Suzuki and T. Colonius, "Instability waves in a round jet detected using near-field phased microphone array," *Journal of Fluid Mechanics* **565** (2006).
- ¹²F. Muller, F. Vuillot, G. Rahier, and G. Casalis, "Modal analysis of a subsonic hot jet LES with comparison to the linear stability analysis," in *AIAA paper*, (2886) (2005).
- ¹³F. Muller, F. Vuillot, G. Rahier, G. Casalis, and E. Piot, "Experimental and numerical investigation of the near field pressure of a high subsonic hot jet," in *AIAA paper*, (2535) (2006).
- ¹⁴B. Fayard, G. Rahier, and F. Vuillot, "Modal analysis of jet flow from a coaxial nozzle with central plug," in *AIAA paper*, (3355) (2009).
- ¹⁵M. Lorteau, F. Cléro, and F. Vuillot, "Experimental analysis of the near field pressure of a single stream subsonic jet," in *AIAA paper*, (2189) (2013).
- ¹⁶K. B. M. Q. Zaman, "Effect of initial condition on subsonic jet noise," *AIAA Journal* **23** (1985).
- ¹⁷M. Huet, "Influence of boundary layers resolution on heated, subsonic, high Reynolds number jet flow and noise," in *AIAA paper*, (2141) (2013).
- ¹⁸C. Bogey, O. Marsden, and C. Bailly, "Influence of initial turbulence level on the flow and sound fields of a subsonic jet at a diameter-based Reynolds number of 10^5 ," *Journal of Fluid Mechanics* **701** (2012).
- ¹⁹C. Bogey, O. Marsden, and C. Bailly, "Large-eddy simulation of the flow and acoustics fields of a Reynolds number 10^5 subsonic jet with tripped exit boundary layers," *Physics of Fluids* **23** (2011).
- ²⁰K. B. M. Q. Zaman, "Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation," *Journal of Fluid Mechanics* **152** (1985).
- ²¹C. Bogey and O. Marsden, "Numerical investigation of temperature effects on properties of subsonic turbulent jets," in *AIAA paper*, (2140) (2013).
- ²²A. Fosso-Pouangué, M. Sanjosé, and S. Moreau, "Jet noise simulation with realistic nozzle geometries using fully unstructured LES solver," in *AIAA paper*, (2190) (2012).
- ²³N. Lupoglazoff, A. Biancherin, F. Vuillot, and G. Rahier, "Comprehensive 3D unsteady simulations of subsonic and supersonic hot jet flow-fields. Part 1: aerodynamics analysis," in *AIAA paper*, (2599) (2002).
- ²⁴A. Biancherin, N. Lupoglazoff, F. Vuillot, and G. Rahier, "Comprehensive 3D unsteady simulations of subsonic and supersonic hot jet flow-fields. Part 1: acoustics analysis," in *AIAA paper*, (2600) (2002).
- ²⁵E. Piot, G. Casalis, F. Muller, and C. Bailly, "Investigation of the PSE approach for subsonic and supersonic hot jets. Detailed comparisons with LES and Linearized Euler Equations results," *International Journal of Aeroacoustics* **5** (2006).
- ²⁶F. Dupoirieux and N. Bertier, "The models of turbulent combustion in the CHARME solveur of CEDRE," *Aerospace Lab* **2** (2011).
- ²⁷G. Bodard, C. Bailly, and F. Vuillot, "Matched hybrid approaches to predict jet noise by using Large-Eddy Simulation," in *AIAA paper*, Vol. (3316) (2009).
- ²⁸M. Huet, G. Rahier, and F. Vuillot, "Applied Aerodynamics," (InTech, 2012) Chap. Simulation of flow control with microjets for subsonic jet noise reduction, Dr. Jorge Colman Lerner ed.
- ²⁹J. Smagorinsky, "General circulation experiments with the primitive equations," *Monthly Weather Review* **91** (1963).
- ³⁰G. A. Brès, J. W. Nichols, S. K. Lele, and F. E. Ham, "Towards best practices for jet noise predictions with unstructured large eddy simulations," in *AIAA paper*, (2965) (2012).
- ³¹J. E. Ffowcs Williams and D. L. Hawkings, "Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion," *Philosophical Transactions of the Royal Society of London A* **264** (1969).
- ³²V. Fleury, C. Bailly, E. Jondeau, M. Michard, and D. Juvé, "Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements," *AIAA Journal* **46** (2008).
- ³³J. Bridges and M. P. Wernet, "Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets," in *AIAA paper*, (3751) (2010).
- ³⁴K. K. Ahuja, J. Lepicovsky, C. K. W. Tam, P. J. Morris, and R. H. Burrin, "Tone-excited jet: theory and experiments," *Tech. Rep.* (NASA, 1982).
- ³⁵C. Bogey, S. Barré, and C. Bailly, "Direct computation of the noise generated by subsonic jets originating from a straight pipe nozzle," *International Journal of Aeroacoustics* **7** (2008).
- ³⁶J. E. Bridges and A. K. M. F. Hussain, "Roles of initial condition and vortex pairing in jet noise," *Journal of Sound and Vibration* **117** (1987).
- ³⁷C. K. W. Tam, K. Viswanathan, K. K. Ahuja, and J. Panda, "The sources of jet noise: experimental evidence," *Journal of Fluid Mechanics* **615** (2008).
- ³⁸A. M. Hall, M. N. Glauser, and C. E. Tinney, "Experimental investigation of the pressure-velocity correlation of a $M=0.6$ axisymmetric jet," in *AIAA paper*, (5294) (2005).
- ³⁹J. W. Hall, J. T. Pinier, A. M. Hall, and M. N. Glauser, "Two-point correlations of the near and far-field pressure in a transonic jet," in *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM2006-98458 (2006).
- ⁴⁰C. Bogey and C. Bailly, "An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets," *Journal of Fluid Mechanics* **583** (2007).
- ⁴¹C. K. W. Tam, M. Golebiowski, and J. M. Seiner, "On the two components of the turbulent mixing noise from supersonic jet," in *AIAA paper*, (1716) (1996).
- ⁴²M. Lorteau, F. Cléro, and F. Vuillot, "Recent progress in LES computation for aeroacoustics of turbulent hot jet. Comparison to experiments and near field analysis," in *AIAA paper*, (3057) (2014).
- ⁴³K. Viswanathan, "Investigation of noise source mechanisms in subsonic jets," *AIAA Journal* **46** (2008).
- ⁴⁴A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, T. Colonius, and Y. Gervais, "Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets," *Journal of Fluid Mechanics* **704** (2012).
- ⁴⁵D. Juvé, M. Sunyach, and G. Comte-Bellot, "Filtered azimuthal correlations in the acoustic far field of a subsonic jet," *AIAA Journal* **17** (1979).
- ⁴⁶C. K. W. Tam and L. Auriault, "Jet mixing noise from fine-scale turbulence," *AIAA Journal* **37** (1999).
- ⁴⁷C. K. W. Tam and P. Chen, "Turbulent mixing noise from supersonic jets," *AIAA Journal* **32** (1994).
- ⁴⁸C. K. W. Tam, "Supersonic jet noise," *Annual Review of Fluid Mechanics* **27** (1995).
- ⁴⁹J. Hileman, B. Thuro, and M. Samimy, "Exploring noise sources using simultaneous acoustic measurements and real-time flow visualizations in jets," *AIAA Journal* **40** (2002).
- ⁵⁰J. Kastner, M. Samimy, J. Hileman, and J. B. Freund, "Comparison of noise mechanisms in high and low Reynolds number high-speed jets," *AIAA Journal* **44** (2006).

- ⁵¹D. Juvé, M. Sunyach, and G. Comte-Bellot, “Intermittency of the noise emission in subsonic cold jets,” *Journal of Sound and Vibration* **71** (1980).
- ⁵²J. I. Hileman, B. S. Thurow, E. J. Caraballo, and M. Samimy, “Large-scale structure evolution and sound emission in high-speed jets: real-time visualization with simultaneous acoustic measurements,” *Journal of Fluid Mechanics* **544** (2005).
- ⁵³A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, A. Agarwal, and Y. Gervais, “Jittering wave-packet models for subsonic jet noise,” *Journal of Sound and Vibration* **330** (2011).
- ⁵⁴M. Koenig, A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, and Y. Gervais, “Intermittency of the azimuthal components of the sound radiated by subsonic jets,” in *AIAA paper*, Vol. (2746) (2011).
- ⁵⁵E. Villermaux, B. Sixou, and Y. Gagne, “Intense vortical structures in grid-generated turbulence,” *Physics of Fluids* **7** (1995).
- ⁵⁶G. Guj and R. Camussi, “Statistical analysis of local turbulent energy fluctuations,” *Journal of Fluid Mechanics* **382** (1999).
- ⁵⁷M. Koenig, A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, J. Delville, Y. Gervais, and D. Papamoschou, “Far field filtering and source imaging of subsonic jet noise,” *Journal of Sound and Vibration* **332** (2013).

Annexe B

Décomposition azimutale des signaux

À partir de signaux temporels, de pression par exemple, équirépartis en azimut, il est possible d'avoir accès au contenu fréquentiel des modes azimutaux à partir d'une double transformée de Fourier en temps et en espace. L'ordre de calcul des deux transformées de Fourier n'est pas important, en effet les deux intégrales étant finies, les deux transformées peuvent être commutées. Soit $G_{\omega,m}$ le coefficient de la double transformée de Fourier évaluée à la pulsation ω et au mode azimutal m . La double transformée de Fourier d'un signal temporel $p(\theta, t)$, dépendant de l'angle azimutal θ , est donnée par l'équation (B.1), où T représente une période du signal ou la durée d'intégration pour un signal non périodique¹.

$$G_{\omega,m} = \frac{1}{2\pi.T} \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-\pi}^{\pi} p(\theta, t).e^{-i(\omega t - m\theta)} d\theta dt \quad (\text{B.1})$$

Les conventions pour la transformée de Fourier temporelle et la transformée de Fourier en azimut sont différentes, les signes des exponentielles étant différents pour la pulsation ω et l'ordre azimutal m . Avec les conventions choisies, les modes azimutaux d'ordre $m > 0$ tournent dans le sens des angles θ croissants et les modes azimutaux d'ordre $m < 0$ tournent dans le sens des angles θ décroissants.

Ainsi, pour un signal harmonique réel $p(\theta, t)$ à un mode azimutal m_0 et une pulsation $\omega_0 = 2\pi.f_0$ donnés, on a l'expression suivante :

$$p(\theta, t) = p(\omega_0, m_0) \cos(\omega_0 t - m_0 \theta + \phi(\omega_0, m_0)) \quad (\text{B.2})$$

où $p(\omega_0, m_0)$ est l'amplitude du signal et $\phi(\omega_0, m_0)$ sa phase. Sa double transformée de Fourier s'écrira donc :

$$G_{\omega,m} = \frac{1}{2\pi.T} p(\omega_0, m_0) \int_{-T/2}^{T/2} \int_{-\pi}^{\pi} \cos(\omega_0 t - m_0 \theta + \phi(\omega_0, m_0)).e^{-i(\omega t - m\theta)} d\theta dt \quad (\text{B.3})$$

En écrivant le cosinus comme la demi-somme de deux exponentielles conjuguées, on obtient :

1. pour lequel on utilise la transformée de Fourier discrète

$$G_{\omega,m} = \frac{1}{2\pi.T} p(\omega_0, m_0) \int_{-T/2}^{T/2} \left[e^{i(\omega_0 t + \phi(\omega_0, m_0))} \underbrace{\int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{i(m-m_0)\theta}}{2} d\theta}_{(1)} + e^{-i(\omega_0 t + \phi(\omega_0, m_0))} \underbrace{\int_{-\pi}^{\pi} \frac{e^{i(m+m_0)\theta}}{2} d\theta}_{(2)} \right] dt \quad (B.4)$$

Ainsi on a :

$$(1) = \begin{cases} \pi & , m = m_0 \\ \pi \cdot \text{sinc}((m - m_0)\pi) & , m \neq m_0 \end{cases} \quad (B.5)$$

et :

$$(2) = \begin{cases} \pi & , m = -m_0 \\ \pi \cdot \text{sinc}((m + m_0)\pi) & , m \neq -m_0 \end{cases} \quad (B.6)$$

avec $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ la fonction sinus cardinal. Or $\text{sinc}(0) = 1$ donc l'équation (B.4) peut s'écrire :

$$G_{\omega,m} = \frac{1}{2T} p(\omega_0, m_0) \left[e^{i\phi(\omega_0, m_0)} \underbrace{\text{sinc}((m - m_0)\pi) \int_{-T/2}^{T/2} e^{i(\omega_0 - \omega)t} dt}_{(3)} + e^{-i\phi(\omega_0, m_0)} \underbrace{\text{sinc}((m + m_0)\pi) \int_{-T/2}^{T/2} e^{-i(\omega_0 + \omega)t} dt}_{(4)} \right] dt \quad (B.7)$$

De même que pour les équations (B.5) et (B.6), les intégrales (3) et (4) peuvent s'écrire sous forme de sinus cardinaux. L'équation (B.7) donnant l'expression des coefficients de la double transformée de Fourier s'écrit alors :

$$G_{\omega,m} = \frac{1}{2} p(\omega_0, m_0) \left[e^{i\phi(\omega_0, m_0)} \text{sinc}((m - m_0)\pi) \cdot \text{sinc}((\omega_0 - \omega)T/2) + e^{-i\phi(\omega_0, m_0)} \text{sinc}((m + m_0)\pi) \cdot \text{sinc}((\omega_0 + \omega)T/2) \right] \quad (B.8)$$

Ainsi, entre les coefficients de la double transformée de Fourier, on a bien les relations suivantes² :

$$\begin{cases} \overline{G_{\omega,m}} = G_{-\omega,-m} \\ G_{-\omega,m} = \overline{G_{\omega,-m}} \end{cases} \quad (B.9)$$

2. qui peuvent se déduire de la formule (B.1)

Les signaux de pression étant périodiques en azimut, l'ordre azimutal m est entier et comme pour tout $n \in \mathbb{Z}^*$, $\text{sinc}(n.\pi) = 0$ et $\omega_0.T = 2\pi$, on a :

$$G_{\omega,m} = \begin{cases} \frac{1}{2} p(\omega_0, m_0).e^{i\phi(\omega_0, m_0)}, \text{ pour } \omega = \omega_0 \text{ et } m = m_0 \\ \frac{1}{2} p(\omega_0, m_0).e^{-i\phi(\omega_0, m_0)}, \text{ pour } \omega = -\omega_0 \text{ et } m = -m_0 \\ 0, \text{ sinon} \end{cases} \quad (\text{B.10})$$

Le calcul de la double transformée de Fourier inverse se fait par :

$$p(\theta, t) = \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} G_{\omega,m}.e^{i(\omega t - m\theta)} d\omega dm \quad (\text{B.11})$$

Or d'après (B.10), on peut écrire :

$$p(\theta, t) = G_{\omega_0, m_0}.e^{i(\omega_0 t - m_0 \theta)} + G_{-\omega_0, -m_0}.e^{-i(\omega_0 t - m_0 \theta)} \quad (\text{B.12})$$

soit :

$$p(\theta, t) = \frac{1}{2} p(\omega_0, m_0) \left[e^{i(\omega_0 t - m_0 \theta + \phi(\omega_0, m_0))} + e^{-i(\omega_0 t - m_0 \theta + \phi(\omega_0, m_0))} \right] \quad (\text{B.13})$$

Comme $\cos(a) = [e^{i.a} + e^{-i.a}]/2$, on retrouve ainsi l'expression (B.2). On peut donc distinguer les modes d'ordre azimutal $+m$ des modes d'ordre azimutal $-m$. Pour obtenir le spectre d'un mode azimutal m_0 donné ou synthétiser son signal temporel à une position angulaire donnée, il suffit de prendre la partie de la transformée de Fourier correspondant aux fréquences positives de ce mode et la partie correspondant aux fréquences négatives du mode azimutal $-m_0$. En pratique, les calculs de décomposition azimutale ont été réalisés avec le code OZACA développé à l'ONERA par M. Huet.

Annexe C

Calcul des spectres à partir du périodogramme

Les spectres montrés dans cette thèse ont été calculés à partir de la méthode du périodogramme. La méthode du périodogramme correspond à la méthode de Barlett¹. Elle consiste à découper le signal dont on veut calculer le spectre en blocs disjoints, de même nombre d'échantillons consécutifs, de sorte que quand les blocs sont mis bout à bout on retrouve le signal complet. Chacun de ces blocs est traité comme une réalisation indépendante de la variable aléatoire représentée par le signal étudié.

Comme les signaux utilisés sont échantillonnés, on utilise une transformée de Fourier discrète pour calculer les spectres. La transformée de Fourier discrète a pour effet de périodiser le signal. Les signaux traités étant large-bande, ils ne sont pas périodiques. On utilise donc au préalable un fenêtrage afin de mettre à 0 les valeurs aux extrémités du signal et ainsi éviter d'avoir des valeurs erronées de la transformée de Fourier.

Sur chacun de ces blocs, on applique une fenêtre de Hann $F(t)$, dont la formule est donnée par l'équation (C.1), en multipliant le signal, dont on a enlevé au préalable la valeur moyenne, par la fenêtre. Afin de conserver l'énergie du signal après le fenêtrage, on multiplie le signal fenêtré par $\sqrt{8/3}$, constante multiplicative donnant à la fenêtre de Hann une énergie unitaire.

$$F(t) = \begin{cases} \frac{1}{2} \left(1 - \cos \left(\frac{2\pi t}{T} \right) \right), & \text{pour } t \in [0 ; T] \\ 0, & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{C.1})$$

Puis sur chaque bloc fenêtré, on applique la transformée de Fourier discrète. Soit s un signal échantillonné contenant N échantillons au pas de temps Δt . La résolution fréquentielle Δf du signal est donc $\Delta f = 1/(N \cdot \Delta t)$. On considère N tel que $N = Q \cdot M$ où Q et M sont des entiers représentant respectivement le nombre de blocs et le nombre d'échantillons par bloc. Ainsi la transformée de Fourier S_p du signal s sur le $p^{\text{ème}}$ bloc à la fréquence discrète f_k est :

$$S_p(f_k) = \sum_{n=(p-1) \cdot M}^{p \cdot M - 1} s(t_n) \cdot e^{-2i\pi k t_n / (M \cdot \Delta t)}, \text{ pour } k \in [0 ; M - 1] \quad (\text{C.2})$$

où $t_{n \in [0 ; N-1]} = n \cdot \Delta t$ représente le temps. La fréquence discrète f_k est définie par :

$$f_k = \frac{k - 1}{M \cdot \Delta t}, \text{ pour } k \in [0 ; M - 1] \quad (\text{C.3})$$

1. équivalente à la méthode de Welch sans recouvrement des blocs

avec $M.\Delta t$ représente la durée du signal sur un bloc. Le spectre moyenné final S est obtenu en moyennant les amplitudes des spectres obtenus sur chacun des Q blocs utilisés.

$$|S(f_k)|^2 = \frac{1}{Q} \sum_{p=1}^Q |S_p(f_k)|^2, \text{ pour } k \in \llbracket 0 ; M - 1 \rrbracket \quad (\text{C.4})$$

Comme $N = Q.M$, on a :

$$f_k = (k - 1)Q\Delta f, \text{ pour } k \in \llbracket 0 ; M - 1 \rrbracket \quad (\text{C.5})$$

Ainsi la résolution fréquentielle pour un bloc, et donc pour le spectre moyenné, est $\Delta f_{\text{bloc}} = Q.\Delta f$. Plus le nombre de blocs utilisés est grand, plus le spectre moyenné sera « lisse », mais la résolution fréquentielle en sera détériorée. Il faut donc faire un compromis entre la résolution fréquentielle et la précision que l'on veut avoir sur l'amplitude.

Pour illustrer ce compromis, on représente sur la figure C.1 l'amplitude de la DSP du signal de pression à $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$ pour la configuration jet chaud avec différents nombres de blocs utilisés. L'impact du nombre de blocs sur l'aspect de la DSP est clairement visible. Utiliser 10 blocs permet de réduire considérablement le bruit.

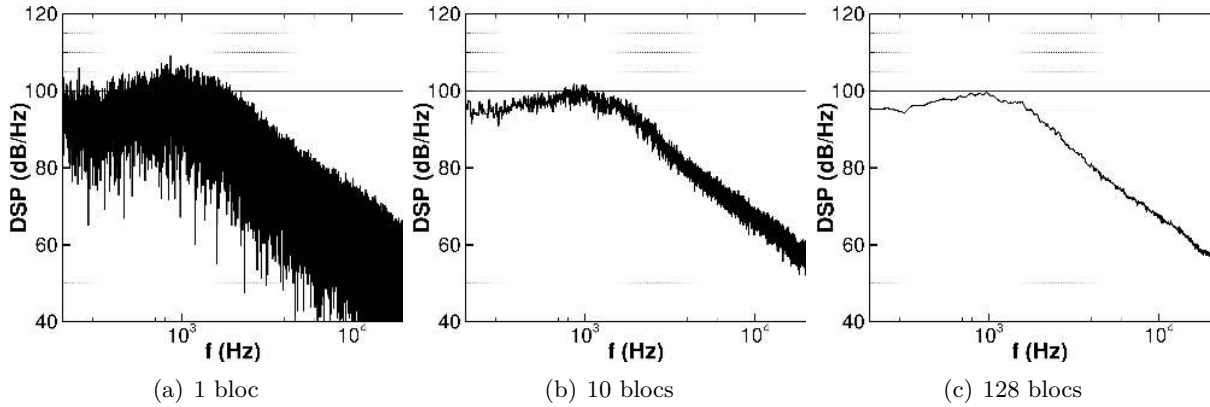


Figure C.1 – Comparaison des amplitudes des DSPs avec différents nombres de blocs pour le signal à $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$ pour la configuration jet chaud.

Dans le cas de signaux expérimentaux qui sont acquis généralement avec un grand nombre d'échantillons sur une longue durée, il est facile de moyennner sur un grand nombre de blocs sans que ce soit trop pénalisant en terme de résolution fréquentielle. Mais dans le cas de signaux obtenus par simulation numérique, généralement courts, le compromis est plus difficile à trouver.

Annexe D

Influence du repliement azimuthal

De la même manière que la fréquence maximale accessible pour un signal temporel échantillonné est directement liée au pas de temps utilisé, le plus grand ordre azimuthal accessible par une antenne azimuthale est conditionné par le nombre de micros utilisés (ou plus précisément l'angle entre deux micros voisins). Si le signal considéré contient une information liée à un mode azimuthal d'ordre élevé, alors la décomposition azimuthale peut mener à du repliement si un nombre insuffisant de micros est utilisé.

Dans le chapitre II, les mesures de pression à $r/D_j \in \{1.5 ; 2\}$ ont été acquises avec seulement 10 microphones contre 20 pour les autres positions radiales. Ainsi, pour $r/D_j \in \{1.5 ; 2\}$, seuls les modes azimuthaux $m \in \llbracket -4 ; 5 \rrbracket$ sont accessibles alors que pour $r/D_j \geq 3$, les modes $|m| \in \llbracket 6 ; 10 \rrbracket$ sont également accessibles. Cette résolution azimuthale plus faible pour les positions plus proches de l'axe peut mener à du repliement non négligeable.

Pour voir si le repliement est négligeable ou non, on peut calculer la contribution des modes azimuthaux à l'énergie totale du signal non décomposé. Les contributions des modes azimuthaux au signal total¹ pour deux signaux à $r/D_j = 3$ sont représentées sur la figure D.1(a) et D.1(b).

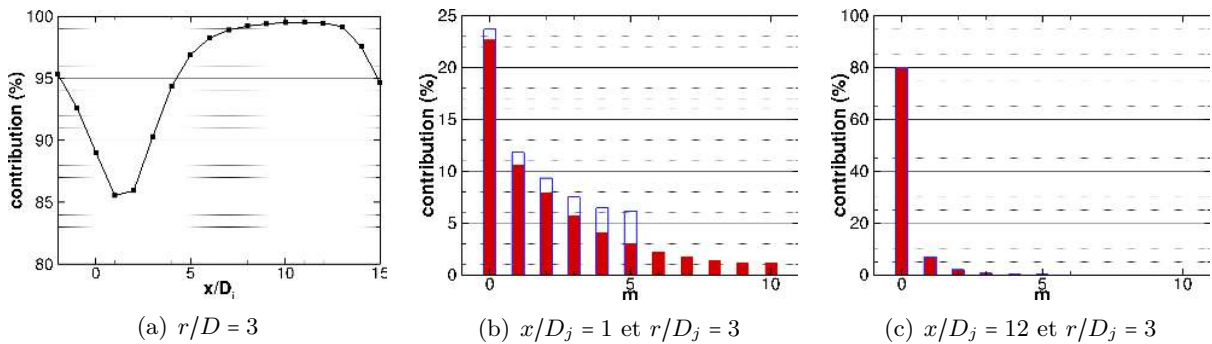


Figure D.1 – Contribution des modes azimuthaux (a) $|m| \leq 5$ à $r/D_j = 3$, (b) à $x/D_j = 1$ et $r/D_j = 1$ et (c) $x/D_j = 12$ et $r/D_j = 3$, pour le jet chaud. *rouge*, contribution calculée avec 20 micros ; *bleu*, contribution calculée avec 10 micros

Sur la figure D.1(a), on peut voir que les modes azimuthaux $|m| \leq 5$ représentent à $x/D_j = 1$ 85% de l'énergie du signal complet contre 99% à $x/D_j = 12$. Comme on peut le voir sur la figure D.1(b), à $x/D_j = 1$ le repliement est clairement visible, d'autant plus sur les modes d'ordre plus élevé $m \geq 3$. À $x/D_j = 12$, le repliement est négligeable, ce qui est attendu car à cette position, l'énergie est concentrée sur les modes $|m| \leq 1$.

1. calculée comme le rapport des niveaux rms de pression des modes azimuthaux et du signal complet, voir

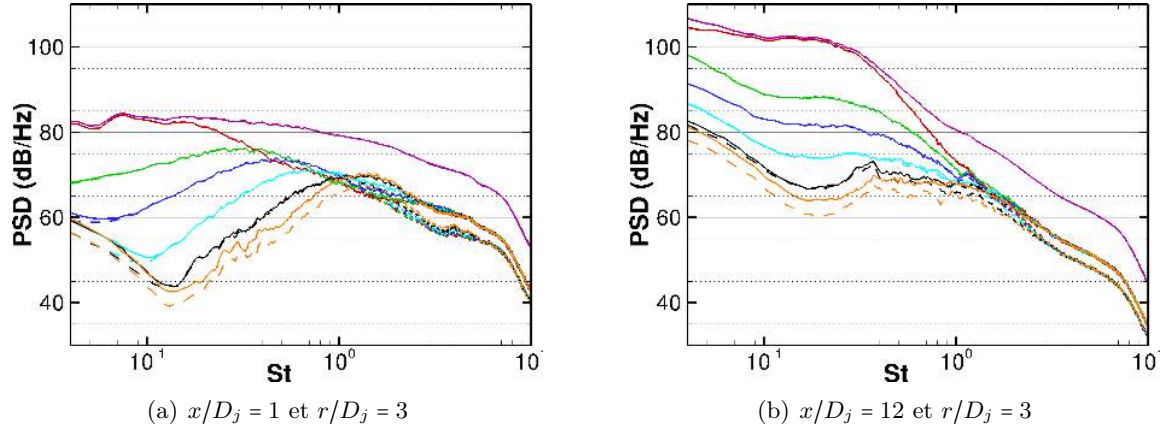


Figure D.2 – Comparaison des DSPs obtenues pour les modes azimuthaux $m \in \llbracket 0 ; 5 \rrbracket$ avec 10 microphones (—) et 20 microphones (---), pour le jet chaud. rouge, $m = 0$; vert, $m = 1$; bleu, $m = 2$; cyan, $m = 3$; noir, $m = 4$; orange, $m = 5$

La comparaison des DSPs des modes azimuthaux calculées à partir de 10 et 20 microphones (voir figure D.2) met en évidence un changement de comportement pour les fréquences $St \geq 2$ par rapport aux fréquences $St \leq 2$. En effet, pour les fréquences $St \geq 2$, tous les modes azimuthaux ont des niveaux similaires et sont donc impactés par le repliement en ayant des niveaux supérieurs de 3 dB/Hz quand calculés à partir de 10 microphones par rapport à 20 microphones. Pour les fréquences $St \leq 2$, les modes azimuthaux ne sont pas tous affectés de la même façon. Plus l'ordre azimuthal est élevé, plus l'impact du repliement sur les niveaux aux basses fréquences est important. Nous pouvons remarquer que pour le mode azimuthal $m = 5$, toutes les fréquences sont impactées, ce qui est normal car le mode azimuthal $m = 5$ se replie sur lui-même quand on passe 20 microphones à 10 microphones.

Le repliement peut avoir un effet important sur les résultats, tout particulièrement pour les hautes fréquences. De plus, même avec une antenne azimuthale de 20 microphones, nous pouvons avoir un effet de repliement. Avec les données disponibles, nous n'avons qu'un effet relatif entre le cas à 20 microphones et le cas à 10 microphones.

Annexe E

Séparation acoustique/hydrodynamique des signaux en champ proche

Afin de compléter l'analyse des données du calcul en champ proche, les méthodes de séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression, notamment la méthode de Grizzi & Camussi[61], semblent pertinentes. Des premiers tests ont été réalisés donnant des résultats encourageants mais malheureusement l'analyse à partir de cette méthode n'a pu être menée à terme. Dans la suite, des résultats préliminaires sont présentés.

Présentation de la méthode

La méthode de séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression en champ proche développée par Grizzi & Camussi[61] se base sur la transformation en ondelettes. Cette méthode a été développée pour des signaux expérimentaux donc avec une fréquence d'échantillonnage élevée et un grand nombre d'échantillons. Nous avons essayé d'utiliser cette méthode sur les signaux que nous avons stockés dans le champ proche¹ de la simulation numérique réalisée au cours de ces travaux de thèse.

Contrairement à la transformée de Fourier, la transformée en ondelettes présente l'avantage de pouvoir regarder la contribution d'une « fréquence » à un endroit donné du signal, tout en étant inversible. Ce type d'analyse est tout à fait adapté à l'étude des signaux présentant une forte intermittence. Des analyses se basant sur la transformation en ondelettes ont été faites notamment par Farge[53], Guj & Camussi[63] et Ruppert-Felsot *et al.*[117].

La transformée en ondelettes utilisée par Grizzi & Camussi est une transformée discrète orthogonale (voir Daubechies[46] et Farge[53] pour plus d'informations sur la transformation en ondelettes). L'ondelette mère utilisée est l'ondelette de Coifman (type 2 à 12 coefficients), plus de détails sur cette ondelette sont disponibles dans Daubechies[47]. Les signaux dont on veut calculer la transformée à partir de la transformée discrète doivent avoir un nombre d'échantillons en puissance de 2. Cette distribution dyadique permet l'orthogonalité des différents coefficients de la transformée en ondelettes.

La méthode de Grizzi & Camussi se base sur l'hypothèse que les fluctuations de pression hydrodynamiques sont liées à des tourbillons localisés de l'écoulement. Ainsi, ces fluctuations se décomposent bien sur une base d'ondelettes et peuvent être représentées par seulement quelques

1. voir section IV.1.4 du chapitre IV

coefficients d'amplitude élevée. les fluctuations de pression acoustique sont obtenues à partir des coefficients restants correspondant à des fluctuations plus homogènes.

Ainsi, les contributions hydrodynamique et acoustique peuvent être extraites d'un signal de pression à partir d'un filtrage sur l'amplitude des coefficients de sa transformée en ondelettes. Les coefficients dont l'amplitude est supérieure à un certain seuil correspondent à la contribution hydrodynamique du signal de pression et ceux d'amplitude inférieure correspondent à la contribution acoustique. L'orthogonalité de la transformée en ondelettes utilisée assure l'indépendance des deux contributions. L'amplitude du seuil est fixée à partir des vitesses de propagation des deux contributions. Cela nécessite donc l'acquisition simultanée de deux signaux de pression. Afin de minimiser l'erreur sur l'estimation des vitesses de convection des différentes contributions, la paire de microphones doit être inclinée suivant l'ouverture du jet.

En pratique, les contributions hydrodynamique et acoustique sont obtenues à partir d'une méthode itérative sur le seuil appliqué aux coefficients de la transformée en ondelettes. Trois critères de convergence doivent être satisfaits :

- (i) la vitesse de convection de la contribution hydrodynamique doit être inférieure ou égale à celle de l'écoulement
- (ii) la vitesse de convection de la contribution acoustique doit être supérieure ou égale à celle de la vitesse du son
- (iii) le rapport des premier et second maxima de l'inter-corrélation des contributions hydrodynamiques des deux signaux doit être supérieur à une certaine valeur², représentant ainsi un rapport signal sur bruit (SNR)

À chaque itération, si les trois critères ne sont pas tous respectés, le seuil est incrémenté et ainsi de suite jusqu'à convergence. Un nombre d'itérations maximal peut être fixé en cas de non-convergence.

Application aux données numériques

Des tests préliminaires sur un signal expérimental fourni par R. Camussi ont permis de définir un pas de temps ainsi qu'une durée compatibles avec les données pouvant être obtenues par simulation. Pour l'application au calcul 360° présenté au chapitre IV, il a donc été choisi de prendre comme pas de temps $\Delta t = 1.5 \cdot 10^{-6}$ s pour une durée de 100 ms, cela permet d'avoir un nombre d'échantillons de l'ordre de 2^{16} pour les signaux de pression étudiés.

En plus du stockage de données en champ proche « ch. proche » présenté dans la section IV.1.4 du chapitre IV qui a servi à l'analyse présentée dans le chapitre V, deux autres stockages ont été réalisés dans le champ proche. Ceux-ci sont identiques au stockage « ch. proche » au niveau du nombre de points et de la durée des signaux mais ils sont décalés afin de simuler la paire de microphones nécessaires à la méthode de Grizzi & Camussi. Un stockage « EXP_bas » est décalé vers le bas avec un angle de 5° et l'autre stockage « EXP_haut » est décalé vers le haut avec un angle de 10°. La distance entre chaque du stockage « ch. proche » et ceux des stockages « EXP_bas » et « EXP_haut », représentant la distance entre les deux microphones de la paire, est fixée à $0.1D_j$, soit 8 mm. Une illustration de la position des stockages en champ proche est présentée sur la figure E.1.

Des premiers tests ont été réalisés sur le signal de pression à $x/D_j = 4$ et $r/D_j = 1.5$ et sont présentés dans la suite. La méthode a d'abord été utilisée à partir des signaux issus des stockages « ch. proche » et « EXP_haut », cependant l'algorithme ne convergeait pas, de même avec le stockage « EXP_bas ». Les signaux des stockages « EXP_bas » et « EXP_haut » ont ensuite été utilisés, ce qui donne un angle de 7.5° et une distance proche de $0.2D_j$ entre les microphones.

2. Grizzi & Camussi[61] ont utilisé une valeur autour de 2, qui est celle également utilisée ici

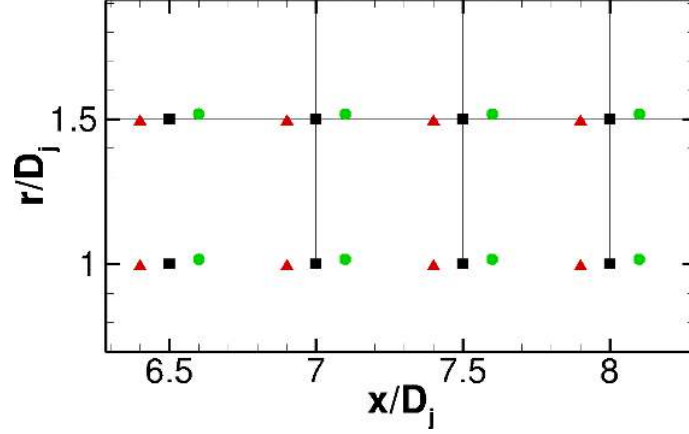


Figure E.1 – Positions des stockages en champ proche utilisés pour la séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression. ■, « ch. proche » ; ▲, « EXP_bas » ; ●, « EXP_haut »

La figure E.2 représente l'évolution des vitesses de propagation et des niveaux rms des deux contributions en fonction du seuil ainsi que du rapport signal sur bruit. Pour le cas testé, la convergence de l'algorithme est obtenue par la condition sur les vitesses de propagation, le rapport signal sur bruit étant toujours supérieur à la valeur minimale fixée égale à 2. Sur la figure E.2(c), nous pouvons voir que quand le seuil augmente, le niveau rms de la contribution acoustique croît et celle de la contribution hydrodynamique décroît (légèrement). Ceci illustre bien le fait que plus le seuil augmente, plus le nombre de coefficients filtrés correspondant à la contribution acoustique, et donc son énergie, augmente.

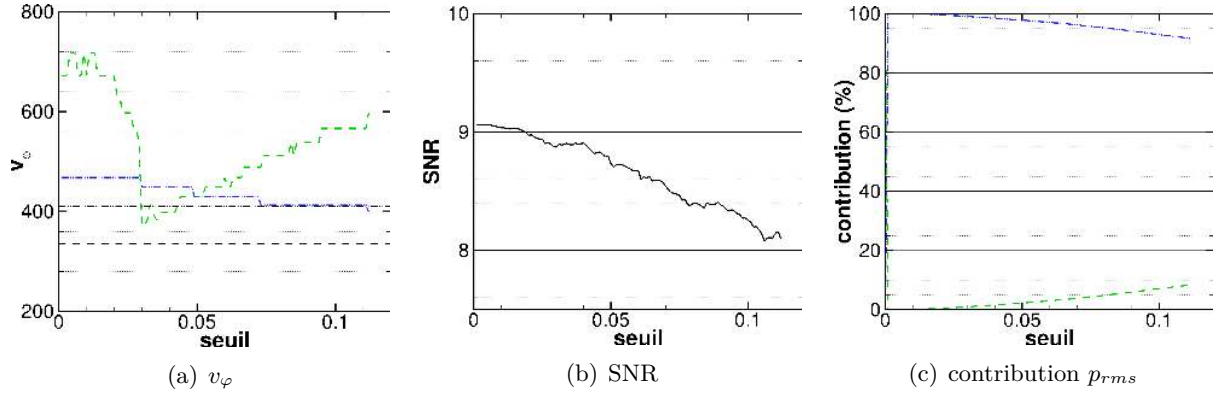


Figure E.2 – Évolutions en fonction du seuil (a) des vitesses de propagation v_ϕ , (b) du rapport signal sur bruit SNR et (c) des contributions des niveaux rms de pression p_{rms} . — — —, contribution acoustique ; — · — · —, contribution hydrodynamique

Sur la figure E.3 sont représentés les corrélations, les DSP ainsi que les signaux temporels du signal brut et de ses contributions acoustique et hydrodynamique une fois la convergence atteinte. Les corrélations illustrent bien le fait que la contribution acoustique se propage plus rapidement que celle hydrodynamique, en effet le délai correspondant au maximum de corrélation entre les deux signaux acoustiques est inférieur à celui obtenu avec les deux signaux hydrodynamiques. Sur les DSPs, la bosse aux basses fréquences attribuée par Arndt *et al.* comme représentant la pression hydrodynamique constitue bien la majeure partie de la contribution hydrodynamique obtenue par la méthode de Grizzi & Camussi. La DSP du signal acoustique est plutôt dominée par les hautes fréquences.

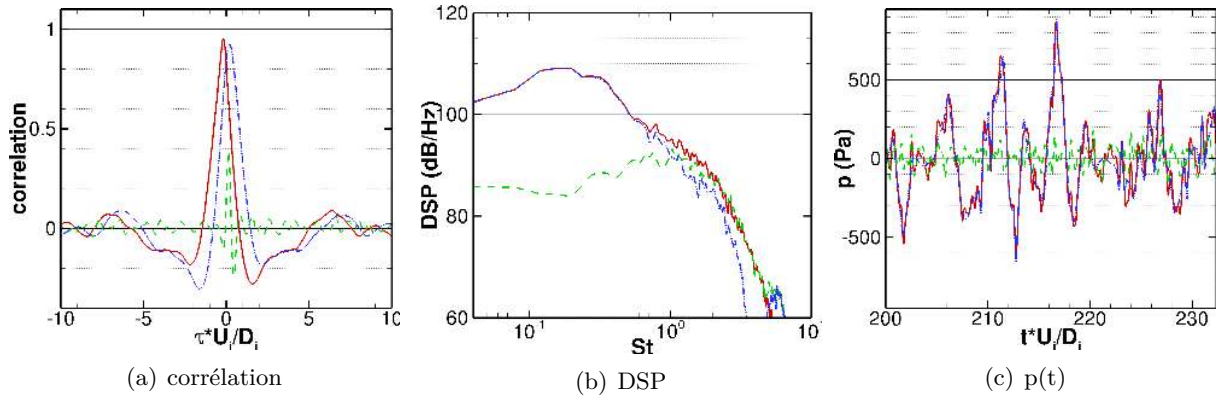


Figure E.3 – Comparaisons (a) des corrélations, (b) des DSP et (c) des signaux temporels entre le signal brut (—) et ses contributions acoustique (---) et hydrodynamique (- · - ·) à $x/D_j = 4$ et $r/D_j = 1.5$

Malgré les résultats encourageants obtenus sur les premiers tests, d'autres tests effectués pour d'autres signaux, notamment à des positions azimutales différentes, n'ont pas été concluants. Cette sensibilité de l'algorithme peut venir : du nombre insuffisant d'échantillons qui influence directement le calcul de la transformée en ondelettes ; de la mauvaise position des micros par rapport à l'évasement du jet ou encore à la fréquence de coupure trop basse de la LES³.

3. pour rappel : $St_{coup} \approx 1$

Table des figures

I.1	Schéma montrant les zones du développement longitudinal d'un jet, tiré de Donaldson & Snedeker[49]	8
I.2	Schéma d'un jet supersonique modérément sous-détendu issu d'une tuyère convergente, tiré de Donaldson & Snedeker[49]	9
I.3	Schéma d'un jet avec la convention choisie pour les angles en champ lointain . . .	10
I.4	Spectres autosimilaires LSS et FSS (a) (extrait de Tam <i>et al.</i> [141]) et comparaison à un jet subsonique isotherme à $M_j = 0.4$ (b) (extrait de Viswanathan [154]) . . .	12
I.5	Comparaison d'un spectre de jet parfaitement détendu avec celui d'un jet sous-détendu à même nombre de Mach, capteur placé à 90° , extrait de Tanna [144] . .	15
I.6	Effet de la variation de température sur l'intensité acoustique globale en fonction de la vitesse pour un capteur placé à 90° , extrait de Tanna [143]. \triangle , $T_j/T_\infty = 0.95$; \circ , $T_j/T_\infty = 1$; \square , $T_j/T_\infty = 2.3$; ∇ , $T_j/T_\infty = 3.4$	16
I.7	Évolution spectrale de la pression en champ proche pour plusieurs positions radiales, $M_j = 0.52$, $D_j = 7.1\text{mm}$, $x/D_j = 3$, extrait d'Arndt <i>et al.</i> [7]. \square , $St = 0.04$; ∇ , $St = 0.08$; \circ , $St = 0.17$; \triangle , $St = 0.33$; \diamond , $St = 0.67$	17
I.8	Instabilité de Kelvin-Helmholtz	23
I.9	Comparaison à $r/D_j = 1.5$ du mode $m = 0$ à $St = 0.2$ entre les résultats expérimentaux et les résultats issus d'un calcul LES et d'un calcul PSE pour un jet subsonique chaud à $M_j = 0.7$ et $T_j/T_\infty = 2.96$. Extrait de Piot <i>et al.</i> [113]	26
I.10	Tuyères sur lesquelles sont installés des tabs (a) et des chevrons (b), extrait de Saiyed <i>et al.</i> [118]	29
I.11	Tuyères sur lesquelles sont installés (a) des microjets (Castelain <i>et al.</i> [34]) et (b) des fluidevrons (Laurendeau <i>et al.</i> [96])	31
I.12	Différence de niveaux acoustiques intégrés à 30° et 90° en champ lointain pour un jet isotherme à $M_j = 0.9$, $D_j = 25.4\text{ mm}$ et $Re = 7.6 \times 10^5$ entre le jet excité et le jet non excité en fonction de la fréquence d'excitation St_{DF} pour plusieurs modes azimutaux d'excitation. Extrait de Samimy <i>et al.</i> [121]	33
II.1	Comparaison du montage de la tuyère $\phi 80$ à CEPRA19 sur les deux campagnes .	36
II.2	Schéma de modification du montage de la tuyère $\phi 80$ sur le SMT2	37
II.3	Mesures en champ lointain	37
II.4	Antenne azimutale en champ proche	38
II.5	Positions mesurées en champ proche	38
II.6	Cartographie dans le plan $(x ; r)$ des niveaux rms du signal de pression complet .	39
II.7	Directivité en champ lointain à $75D_j$	39
II.8	Évolutions longitudinales des contributions rms au signal total des modes $ m \leq 5$ (calculées à partir de 20 micros) pour les positions radiales $r/D_j = 3$, $r/D_j = 4$ et $r/D_j = 5$	40
II.9	Comparaison des DSPs des modes azimutaux $m = -4$ et $m = +4$ à $r/D_j = 3$ et $x/D_j = 5$	40

II.10 Évolutions longitudinales des niveaux rms de la pression pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$	41
II.11 Évolutions longitudinales des contributions au niveau rms du signal complet pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$. . .	41
II.12 Signaux temporels de fluctuations de pression normés par la valeur rms du signal	42
II.13 Fonctions de densité de probabilité (pdf) des signaux à (a) $x/D_j = 8$ et $r/D_j = 1.5$ et (b) $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$	43
II.14 Évolutions longitudinales des niveaux de skewness pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$. . .	44
II.15 Évolutions longitudinales des niveaux d'excédant de kurtosis pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$	44
II.16 Valeurs de skewness et d'excédant de kurtosis pour les signaux en champ lointain en fonction de la position angulaire	45
II.17 Cartographies dans le plan $(x/D_j; St)$ de la densité spectrale de pression (DSP) pour le signal complet à $r/D_j = 1.5$ et 5	45
II.18 DSP pour différentes positions axiales à $r/D_j = 1.5$ et 5 pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$	46
II.19 Cartographie dans le plan $(x ; r)$ de la contribution du mode axisymétrique au niveau rms du signal complet	47
II.20 Spectres représentés en fonction de $k.y$ (Arndt <i>et al.</i> [7]) à $x/D_j = 4$	48
II.21 Comparaison de spectres de pression en 1/3 d'octaves entre le champ lointain à $\Theta = 31^\circ$ et le champ proche à $(x/D_j = 14 ; r/D_j = 5)$ et à $(x/D_j = 8 ; r/D_j = 5)$. .	49
II.22 Comparaison des évolutions longitudinales des niveaux rms pour le signal complet de pression pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5; 3; 5\}$; jet chaud , jet isotherme ; Δp_{rms}	51
II.23 Comparaison des directivités en champ lointain à $75D_j$; jet chaud , jet froid . . .	51
II.24 Comparaison des DSPs du signal complet à différentes positions en champ proche ; jet chaud , jet froid	52
II.25 Évolutions longitudinales des niveaux rms de la pression pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ et le signal complet pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$ pour la configuration jet isotherme.	53
II.26 Comparaison des évolutions longitudinales en fonction de x/L_c des contributions rms au signal total pour les modes azimutaux $m \in [0; 5]$ pour les positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$	54
II.27 DSP pour différentes positions axiales à $r/D_j = 1.5$ et 5 pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ de la configuration de jet isotherme	54
III.1 Illustrations de la tuyère $\phi 80$ (surfaces utilisées pour le maillage)	58
III.2 Coupes longitudinale et transversale du maillage	59
III.3 Discrétisations axiale, radiale et azimutale du maillage à $r/D_j = 0.5$ (a) et discrétisation radiale à $x/D_j = 0$ (b).	60
III.4 Instantanés de la norme de la vorticit�� $\ \omega\ $ dans le plan $z = 0$ dans la tuy��re et en aval de l'��jection.	61
III.5 ��volution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms $U_{x rms max}$ (a) et de l'��paisseur de quantit�� de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ en aval de l'��jection (b).	61
III.6 ��volution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). . . .	62
III.7 Illustrations de la d��formation du maillage dans la tuy��re.	63
III.8 Instantan��s de la norme de la vorticit�� $\ \omega\ $ (adimensionn��e par U_j/D_j) dans le plan $z = 0$ dans la tuy��re et en aval de l'��jection pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).	64

III.9 Évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms $U_{x\ rms\ max}$ (a) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ en aval de l'éjection (b).	64
III.10 Évolution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). . . .	65
III.11 Illustrations de la tuyère $\phi 80$ (surfaces utilisées pour le maillage) avec la marche utilisée	66
III.12 Discrétisations axiale, radiale et azimutale du maillage à $r/D_j = 0.5$ (a) et discrétisation radiale à $x/D_j = 0$ (b).	66
III.13 Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans le plan $z = 0$ dans la tuyère, au niveau de la marche, et en aval de l�jection pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).	68
III.14 Instantanés de vorticité axiale ω_x dans le plan (y, z) pour trois positions axiales $x/D_j \in \{0.25; 0.5; 1\}$ pour le calcul sans bruitage (haut) et le calcul avec bruitage (bas).	68
III.15 évolution longitudinale du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère et en aval de l�jection.	69
III.16 évolution longitudinale sur l'axe de la vitesse axiale moyenne (a) et rms (b). . . .	69
III.17 Vues globale (a) et rapprochée au niveau de l'axe (b) d'un maillage fait sur un secteur de 45°	71
III.18 Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ en aval de l�jection pour le calcul h1dr réalisé sur 360° et 45° . Pour le calcul sur 360° , le plan utilisé est le plan $z = 0$ et pour le calcul 45° , le plan utilisé est le plan médian.	72
III.19 Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l�jection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ (c).	72
III.20 Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	73
III.21 Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (� $r/D_j = 0.5$) � différentes positions axiales.	74
III.22 Comparaison des discrétisations radiales en sortie de tuyère (i.e. � $x/D_j = 0$) pour les trois grilles de maillage.	75
III.23 Comparaison des discrétisations axiale, radiale et azimutale le long d'une ligne de maillage à $r/D_j = 0.5$ � l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère pour les trois grilles de maillage.	75
III.24 Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l�jection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec la grille dr et avec différentes hauteurs de marche.	77
III.25 Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l�jection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	78
III.26 Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	78
III.27 Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (� $r/D_j = 0.5$) � différentes positions axiales.	79
III.28 Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l�jection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$ et différentes discrétisations axiales en sortie de tuyère (grilles dr et $drdx$).	80

III.29	Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	80
III.30	Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	81
III.31	Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales.	81
III.32	Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l'éjection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.5\%$ et différentes discrétisations de la marche (grilles dx et $drdx$).	82
III.33	Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	83
III.34	Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	84
III.35	Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (� $r/D_j = 0.5$) � différentes positions axiales.	84
III.36	Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l'éjection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec la grille $drdx$, une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$ et différentes discrétisations azimutales.	86
III.37	Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	87
III.38	Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	87
III.39	Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (� $r/D_j = 0.5$) � différentes positions axiales.	88
III.40	Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l'éjection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec 480 plans azimutaux, avec ou sans marche de hauteur $h_m/D_j = 0.5\%$ et avec différentes discrétisations en sortie de tuyère (voir tableau III.7).	89
III.41	Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	90
III.42	Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	90
III.43	Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (� $r/D_j = 0.5$) � différentes positions axiales.	91
III.44	Instantanés de la norme de la vorticité $\ \omega\ $ dans la tuyère (� gauche) et en aval de l'éjection (� droite) pour les calculs faits sur un secteur de 45° avec la grille $drdx$ avec une hauteur de marche fixe $h_m/D_j = 0.005$, 480 plans azimutaux et deux positions de la marche $x_m/D_j = -0.5$ et $x_m/D_j = -0.25$	92
III.45	Comparaison des évolutions longitudinales du maximum de vitesse axiale rms dans la tuyère (a) et en aval de l'éjection (b) et de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement (c).	93

III.46	Comparaison des évolutions longitudinales des rayons du cône potentiel h , à mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de la couche de cisaillement b	93
III.47	Comparaison des densités spectrales de puissance (DSP) de la vitesse radiale u'_r normalisées par U_j dans la couche de cisaillement (à $r/D_j = 0.5$) à différentes positions axiales.	94
IV.1	Vue 3D de la tuyère ainsi qu'une coupe du maillage dans le plan $z = 0$. Seulement un point sur cinq du maillage est représenté.	98
IV.2	Comparaison des discrétisations radiales en sortie de tuyère (i.e. à $x/D_j = 0$) pour les trois grilles de maillage.	100
IV.3	Comparaison des discrétisations axiale, radiale et azimutale le long d'une ligne de maillage à $r/D_j = 0.5$ à l'intérieur et à l'extérieur de la tuyère pour les trois grilles de maillage.	100
IV.4	Vue globale (a) et zoom au niveau de la marche (b) et de la sortie de tuyère (c) des valeurs de CFL dans le plan $(x ; y)$	101
IV.5	Vue d'ensemble des stockages faits pour la simulation <i>Very Fine</i>	103
IV.6	Instantanés dans le plan (x, r) de la norme de la vorticité dans la couche limite et la couche de cisaillement en aval des lèvres de la tuyère pour les quatre simulations pour $0 \leq \omega \leq 200U_j/D_j$	104
IV.7	Instantanés dans le plan (y, z) de la vorticité axiale pour les quatre simulations pour $-20U_j/D_j \leq \omega_x \leq 20U_j/D_j$. Les trois colonnes correspondent respectivement à $x/D_j = 0.25$, $x/D_j = 0.5$ et $x/D_j = 1$ (de gauche à droite).	105
IV.8	Comparaison des évolutions longitudinales (a) du rapport $\langle u'_\theta u'_\theta \rangle / (\langle u'_x u'_x \rangle + \langle u'_r u'_r \rangle + \langle u'_\theta u'_\theta \rangle)$ à $r/D_j = 0.5$, (b) de l'épaisseur de quantité de mouvement de la couche de cisaillement δ_θ et (c) du maximum de vitesse axiale rms $U_{x \text{ rms max}}$	106
IV.9	évolutions longitudinales des longueurs de corrélation $L_{uu}^{(x)}$, $L_{vv}^{(x)}$ and $L_{uu}^{(\theta)}$ dans la couche de cisaillement à $r/D_j = 0.5$	108
IV.10	évolutions longitudinales des échelles temporelles de corrélation T_{uu} et T_{vv} dans la couche de cisaillement à $r/D_j = 0.5$	109
IV.11	Comparaison des DSPs de la vitesse radiale fluctuante adimensionnée par U_j � $r/D_j = 0.5$ pour $x/D_j \in \{0.25 ; 0.5 ; 1\}$	110
IV.12	Comparaison des niveaux rms de la vitesse axiale fluctuante adimensionnée par U_j � $r/D_j = 0.5$ pour $x/D_j \in \{0.25 ; 0.5 ; 1\}$ en fonction de l'ordre azimutal m	111
IV.13	Comparaisons des évolutions longitudinales sur l'axe du jet de la vitesse axiale moyenne et rms.	112
IV.14	Comparaison des évolutions longitudinales des rayon de cône potentiel h , mi-vitesse $\delta_{0.5}$ et de couche de cisaillement b	112
IV.15	évolutions longitudinales des longueurs de corrélation $L_{uu}^{(x)}$ et $L_{vv}^{(x)}$ sur l'axe du jet adimensionnées par le diamètre du jet D_j et le diamètre à mi-vitesse $2\delta_{0.5}$ pour la simulation <i>Very Fine</i>	113
IV.16	Instantané du champ de vitesse dans le plan (x, y) avec les isocontours de pression pour la simulation <i>Very Fine</i>	114
IV.17	Comparaison des évolutions longitudinales de pression rms aux positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$	115
IV.18	DSPs dans le champ proche de pression pour différentes positions axiales et radiales.	116
IV.19	Comparaison des évolutions longitudinales des niveaux rms de pression pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$ aux positions radiales $r/D_j \in \{1.5 ; 3 ; 5\}$ entre la simulation <i>Very Fine</i> et les données expérimentales.	117
IV.20	DSPs de la pression en champ proche à différentes positions axiales et radiales pour les modes azimutaux $m \in [0 ; 5]$	117

IV.21	Comparaison des DSPs en champ lointain à $75D_j$ obtenues à partir des surfaces de contrôle $S1$ et $S2$ pour la simulation <i>Very Fine</i>	118
IV.22	Comparaison des directivités de la pression en champ lointain à $75D_j$ de la sortie de tuyère obtenues à partir des surfaces de contrôle $S1$ et $S2$ pour la simulation <i>Very Fine</i>	119
IV.23	DSPs dans le champ lointain de pression à $75D_j$ de la sortie de tuyère pour différentes positions angulaires.	120
IV.24	Directivité de la pression en champ lointain à $75D_j$ de la sortie de tuyère.	121
V.1	Comparaison des évolutions axiales à $r/D_j = 1.5$ des modes azimuthaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ aux fréquences $St \in \{0.18 ; 0.3 ; 0.6\}$ obtenues par la simulation LES, l'approche PSE et les données expérimentales.	126
V.2	Comparaison des évolutions axiales à $r/D_j = 0.5$ des modes azimuthaux $m \in \{0 ; 1 ; 2\}$ à la fréquence $St = 0.18$ obtenues par la simulation LES et l'approche PSE.	127
C.1	Comparaison des amplitudes des DSPs avec différents nombres de blocs pour le signal à $x/D_j = 15$ et $r/D_j = 5$ pour la configuration jet chaud.	172
D.1	Contribution des modes azimuthaux (a) $ m \leq 5$ à $r/D_j = 3$, (b) à $x/D_j = 1$ et $r/D_j = 1$ et (c) $x/D_j = 12$ et $r/D_j = 3$, pour le jet chaud. rouge , contribution calculée avec 20 micros ; bleu , contribution calculée avec 10 micros	173
D.2	Comparaison des DSPs obtenues pour les modes azimuthaux $m \in \llbracket 0 ; 5 \rrbracket$ avec 10 microphones et 20 microphones, pour le jet chaud	174
E.1	Positions des stockages en champ proche utilisés pour la séparation des contributions acoustique et hydrodynamique de la pression. \blacksquare , « ch. proche » ; \blacktriangle , « EXP_bas » ; \bullet , « EXP_haut »	177
E.2	Évolutions en fonction du seuil des vitesses de propagation v_φ , du rapport signal sur bruit SNR et des contributions des niveaux rms de pression p_{rms}	177
E.3	Comparaisons des corrélations, des DSP et des signaux temporels entre le signal brut et ses contributions acoustique et hydrodynamique à $x/D_j = 4$ et $r/D_j = 1.5$	178

Bibliographie

- [1] Ahuja, K. K., J. Lepicovsky, C. K. W. Tam, P. J. Morris et R. H. Burrin: *Tone-excited jet : theory and experiments*. Tech. Rep., NASA, 1982.
- [2] Airiau, C.: *Stabilité linéaire et faiblement non linéaire d'une couche limite laminaire incompressible par un système d'équations parabolisées (PSE)*. Thèse de doctorat, ENSAE Toulouse, 1994.
- [3] Alkisar, M. B., A. Krothapalli et G. W. Butler: *The effect of streamwise vorticity on the aeroacoustics of a Mach 0.9 axisymmetric jet*. Journal of Fluid Mechanics, 578, 2007.
- [4] Alkisar, M. B., A. Krothapalli et L. M. Lourenco: *The effect of streamwise vorticity on the aeroacoustics of Mach 0.9 axisymmetric jet*. Dans *AIAA paper*, (3045), 2005.
- [5] Andersson, N., L. E. Eriksson et L. Davidson: *Effects of inflow conditions and subgrid model on LES for turbulent jets*. Dans *AIAA paper*, (2925), 2005.
- [6] Arakeri, V. H., A. Krothapalli, V. Siddavaram, M. B. Alkisar et L. M. Lourenco: *On the use of microjets to suppress turbulence in a Mach 0.9 axisymmetric jet*. Journal of Fluid Mechanics, 490, 2003.
- [7] Arndt, R. E. A., D. F. Long et M. N. Glauser: *The proper orthogonal decomposition of pressure fluctuations surrounding a turbulent jet*. Journal of Fluid Mechanics, 340, 1997.
- [8] Barré, S., C. Bogey et C. Bailly: *Computation of the noise radiated by jets with laminar/turbulent nozzle-exit conditions*. Dans *AIAA paper*, (2443), 2006.
- [9] Basara, L., J. P. Bonnet, J. Delville, C. Fourment, J. Huber et P. Jordan: *A parametric study of jet noise reduction by fluidic injection on co-axial jets*. Dans *AIAA paper*, tome (3373), 2009.
- [10] Batchelor, G. K.: *The theory of homogeneous turbulence*. Cambridge University Press, 1953.
- [11] Biancherin, A.: *Simulation aéroacoustique d'un jet chaud subsonique*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2003.
- [12] Biancherin, A., N. Lupoglazoff, F. Vuillot et G. Rahier: *Comprehensive 3D unsteady simulations of subsonic and supersonic hot jet flow-fields. Part 1 : acoustics analysis*. Dans *AIAA paper*, (2600), 2002.
- [13] Bodony, D. J. et S. K. Lele: *On using large-eddy simulation for the prediction of noise from cold and heated turbulent jets*. Physics of Fluids, 17, 2005.
- [14] Bodony, D. J. et S. K. Lele: *Current status of jet noise predictions using Large Eddy Simulation*. AIAA Journal, 46(2), 2008.
- [15] Bogey, C.: *A study of the effects of temperature on velocity and density fluctuations in high-subsonic jets*. Dans *AIAA paper*, (0524), 2014.
- [16] Bogey, C. et C. Bailly: *Effect of inflow conditions and forcing on subsonic jet flows and noise*. AIAA Journal, 43(5), 2005.
- [17] Bogey, C. et C. Bailly: *Computation of a high Reynolds number jet and its radiated noise using large eddy simulation based on explicit filtering*. Computers & Fluids, 35, 2006.

- [18] Bogey, C. et C. Bailly: *An analysis of the correlations between the turbulent flow and the sound pressure fields of subsonic jets*. Journal of Fluid Mechanics, 583, 2007.
- [19] Bogey, C. et C. Bailly: *Influence of nozzle-exit boundary-layer conditions on the flow and acoustics fields of initially laminar jets*. Journal of Fluid Mechanics, 663, 2010.
- [20] Bogey, C., C. Bailly et D. Juvé: *Noise investigation of a high subsonic, moderate Reynolds number jet using a compressible large eddy simulation*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 16(4), 2003.
- [21] Bogey, C., S. Barré et C. Bailly: *Direct computation of the noise generated by subsonic jets originating from a straight pipe nozzle*. International Journal of Aeroacoustics, 7(1), 2008.
- [22] Bogey, C., S. Barré, D. Juvé et C. Bailly: *Simulation of a hot coaxial jet : direct noise prediction and flow-acoustics correlations*. Physics of Fluids, 21(3), 2009.
- [23] Bogey, C. et O. Marsden: *Numerical investigation of temperature effects on properties of subsonic turbulent jets*. Dans *AIAA paper*, (2140), 2013.
- [24] Bogey, C., O. Marsden et C. Bailly: *Large-eddy simulation of the flow and acoustics fields of a Reynolds number 10^5 subsonic jet with tripped exit boundary layers*. Physics of Fluids, 23, 2011.
- [25] Bogey, C., O. Marsden et C. Bailly: *Influence of initial turbulence level on the flow and sound fields of a subsonic jet at a diameter-based Reynolds number of 10^5* . Journal of Fluid Mechanics, 701, 2012.
- [26] Brès, G. A., J. W. Nichols, S. K. Lele et F. E. Ham: *Towards best practices for jet noise predictions with unstructured large eddy simulations*. Dans *AIAA paper*, (2965), 2012.
- [27] Bridges, J. et M. P. Wernet: *Effect of temperature on jet velocity spectra*. Dans *AIAA paper*, (3628), 2007.
- [28] Bridges, J. et M. P. Wernet: *Establishing consensus turbulence statistics for hot subsonic jets*. Dans *AIAA paper*, (3751), 2010.
- [29] Bridges, J. E. et A. K. M. F. Hussain: *Roles of initial condition and vortex pairing in jet noise*. Journal of Sound and Vibration, 117(2), 1987.
- [30] Cadot, O., S. Douady et Y. Couder: *Characterization of the low-pressure filaments in a three-dimensional turbulent shear-flow*. Physics of Fluids, 7(3), 1995.
- [31] Callender, B., E. Gutmark et S. Martens: *Far-field acoustic investigation into chevron nozzle mechanisms and trends*. AIAA Journal, 43(1), 2005.
- [32] Caruana, D., P. Barricau, P. Hardy, J. P. Cambronner et A. Belinger: *The "Plasma Synthetic Jet" actuator. Aerothermodynamic characterization and flow control applications*. Dans *AIAA paper*, (1307), 2009.
- [33] Castelain, T., J. C. Béra et M. Sunyach: *Noise reduction of a Mach 0.7-0.9 jet by impinging microjets*. Comptes-rendus mécaniques, 334, 2006.
- [34] Castelain, T., M. Sunyach, D. Juvé et J. C. Béra: *Jet noise reduction by impinging microjets : on acoustic investigation testing microjets parameter*. AIAA Journal, 46(5), 2008.
- [35] Cavalieri, A. V. G., P. Jordan, A. Agarwal et Y. Gervais: *Jittering wave-packet models for subsonic jet noise*. Journal of Sound and Vibration, 330, 2011.
- [36] Cavalieri, A. V. G., P. Jordan, T. Colonius et Y. Gervais: *Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets*. Journal of Fluid Mechanics, 704, 2012.
- [37] Cavalieri, A. V. G., P. Jordan, Y. Gervais et T. Colonius: *Axisymmetric superdirectivity in subsonic jets*. Dans *AIAA paper*, tome (2743), 2011.
- [38] Cheung, L. C., D. J. Bodony et S. K. Lele: *Noise radiation predictions from jet instability waves using a hybrid nonlinear PSE-acoustic analogy approach*. Dans *AIAA paper*, (3638), 2007.

-
- [39] Cohen, J. et I. Wygnanski: *The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 1 : The linear growth of disturbances near the nozzle.* Journal of Fluid Mechanics, 176, 1987.
 - [40] Cohen, J. et I. Wygnanski: *The evolution of instabilities in the axisymmetric jet. Part 2 : The flow resulting from the interaction between two waves.* Journal of Fluid Mechanics, 176, 1987.
 - [41] Coiffet, F.: *Étude statistique du champ de pression à proximité des jets axisymétriques turbulents à haut nombre de Reynolds.* Thèse de doctorat, Faculté des Sciences Fondamentales et Appliquées de Poitiers, 2006.
 - [42] Corke, T. C. et S. M. Kusek: *Resonance in axisymmetric jets with controlled helical-mode input.* Journal of Fluids Mechanics, 249, 1993.
 - [43] Crawley, M. et M. Samimy: *Decomposition of the near field pressure in a forced subsonic jet.* Dans *AIAA paper*, (2342), 2014.
 - [44] Crighton, D. G. et P. Huerre: *Shear-layer pressure fluctuations and superdirective acoustic sources.* Journal of Fluid Mechanics, 220, 1990.
 - [45] Crow, S. C. et F. H. Champagne: *Orderly structure in jet turbulence.* Journal of Fluid Mechanics, 48(3), 1971.
 - [46] Daubechies, I.: *Orthonormal bases of compactly supported wavelets.* Communications on pure and applied mathematics, 41(7) :909–996, 1988.
 - [47] Daubechies, I.: *Orthonormal bases of compactly supported wavelets II. Variations on a theme.* SIAM Journal on Mathematical Analysis, 24(2) :499–519, 1993.
 - [48] Dieste, M. et G. Gabard: *Random particle methods applied to broadband fan interaction noise.* Journal of Computational Physics, 231, 2012.
 - [49] Donaldson, C. D. et R. S. Snedeker: *A study of free jet impingement. Part 1. Mean properties of free and impinging jets.* Journal of Fluid Mechanics, 45(2), 1971.
 - [50] Elias, G., A. Jourdin, C. Larnaudie et J. Maulard: *Compte-rendu de la campagne sur jets libres ou excités au banc A17 du CEPr Saclay. 1- Sondages aérothermiques par vélocimétrie laser et sondes de pression et température.* Tech. Rep., ONERA, 1980.
 - [51] Elias, G., A. Jourdin et J. Maulard: *Analyse spectrale des fluctuations de vitesse dans un jet libre subsonique froid ou chaud à partir de mesures par anémométrie laser Doppler au banc A17 du CEPr/Saclay.* Tech. Rep., ONERA, 1981.
 - [52] Ewert, R., J. Dierke, J. Siebert, A. Neifeld, C. Appel, M. Siefert et O. Kornow: *CAA broadband noise prediction for aeroacoustic design.* Journal of Sound and Vibration, 330, 2011.
 - [53] Farge, M.: *Wavelet transforms and their applications to turbulence.* Annual Review of Fluid Mechanics, 24(1) :395–458, 1992.
 - [54] Favre, A.: *Équations des gaz turbulents compressibles.* Journal de Mécanique, 4(3), 1965.
 - [55] Ffowcs Williams, J. E. et D. L. Hawkings: *Sound generation by turbulence and surfaces in arbitrary motion.* Philosophical Transactions of the Royal Society of London A, 264(1151), 1969.
 - [56] Fleury, V.: *Superdirectivité, bruit d'appariement et autres contributions au bruit de jet subsonique.* Thèse de doctorat, École Centrale de Lyon, 2006.
 - [57] Fleury, V., C. Bailly, E. Jondeau, M. Michard et D. Juvé: *Space-time correlations in two subsonic jets using dual particle image velocimetry measurements.* AIAA Journal, 46(10), 2008.
 - [58] Fosso-Pouangué, A., M. Sanjosé et S. Moreau: *Jet noise simulation with realistic nozzle geometries using fully unstructured LES solver.* Dans *AIAA paper*, (2190), 2012.

- [59] Fosso-Pouangué, A., M. Sanjosé et S. Moreau: *Dual-stream jet noise simulations with realistic nozzle geometries using a fully unstructures LES solver*. Dans *AIAA paper*, (2756), 2014.
- [60] Freund, J. B.: *Noise sources in a low Reynolds number turbulent jet at Mach 0.9*. Journal of Fluid Mechanics, 438, 2001.
- [61] Grizzi, S. et R. Camussi: *Wavelet analysis of near-field pressure fluctuations generated by a subsonic jet*. Journal of Fluid Mechanics, 698, 2012.
- [62] Grizzi, S., R. Camussi et A. Di Marco: *Experimental investigation of pressure fluctuations in the near field of subsonic jets at different Mach and Reynolds numbers*. Dans *AIAA paper*, tome (2257), 2012.
- [63] Guj, G. et R. Camussi: *Statistical analysis of local turbulent energy fluctuations*. Journal of Fluid Mechanics, 382, 1999.
- [64] Hall, A., J. Pinier, J. Hall et M. Glauser: *Identifying the most energetic modes of the pressure near-field of a Mach 0.85 axisymmetric jet*. Dans *AIAA paper*, (314), 2006.
- [65] Hall, A. M., M. N. Glauser et C. E. Tinney: *Experimental investigation of the pressure-velocity correlation of a $M=0.6$ axisymmetric jet*. Dans *AIAA paper*, (5294), 2005.
- [66] Hall, J. W., A. M. Hall, J. T. Pinier et M. N. Glauser: *Cross-spectral analysis of the pressure in a Mach 0.85 turbulent jet*. AIAA Journal, 47(1), 2009.
- [67] Hall, J. W., J. T. Pinier, A. M. Hall et M. N. Glauser: *Two-point correlations of the near and far-field pressure in a transonic jet*. Dans *Fluids Engineering Division Summer Meeting*, FEDSM2006-98458, 2006.
- [68] Hall, J. W., J. T. Pinier, A. M. Hall et M. N. Glauser: *A spatio-temporal decomposition of the acoustic source in a Mach 0.85 jet*. Dans *AIAA paper*, (442), 2007.
- [69] Hardy, P., P. Barricau, A. Belinger, D. Caruana, J. P. Cambronne et C. Gleyzer: *Plasma Synthetic Jet for flow control*. Dans *AIAA paper*, tome (5103), 2010.
- [70] Hileman, J., B. Thurow et M. Samimy: *Exploring noise sources using simultaneous acoustic measurements and real-time flow visualizations in jets*. AIAA Journal, 40(12), 2002.
- [71] Hileman, J. I., B. S. Thurow, E. J. Caraballo et M. Samimy: *Large-scale structure evolution and sound emission in high-speed jets : real-time visualization with simultaneous acoustic measurements*. Journal of Fluid Mechanics, 544, 2005.
- [72] Huet, M.: *Influence of boundary layers resolution on heated, subsonic, high Reynolds number jet flow and noise*. Dans *AIAA paper*, (2141), 2013.
- [73] Huet, M.: *On the use of Plasma Synthetic Jets for the control of jet flow and noise*. Dans *AIAA paper*, (2620), 2014.
- [74] Huet, M.: *Simulation aéroacoustique d'un jet simple flux subsonique chaud ; effet de la résolution azimutale du maillage sur le développement du jet et le bruit rayonné*. rapport technique DSNA, ONERA, 2014.
- [75] Huet, M., G. Rahier et F. Vuillot: *Applied Aerodynamics*, chapitre Simulation of flow control with microjets for subsonic jet noise reduction. InTech, r. Jorge Colman LernerDr. Jorge Colman Lerner édition, 2012.
- [76] Husain, Z. D. et A. K. M. F. Hussain: *Axisymmetric mixing layer : influence of the initial and boundary conditions*. AIAA Journal, 17(1), 1979.
- [77] Hussain, A. K. M. F. et M. F. Zedan: *Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear layer : effect of the initial fluctuation level*. Physics of Fluids, 21(9), 1978.
- [78] Hussain, A. K. M. F. et M. F. Zedan: *Effects of the initial condition on the axisymmetric free shear layer : effect of the initial momentum thickness*. Physics of Fluids, 21(7), 1978.

-
- [79] Itasse, M.: *Perturbations optimales et analyse des interactions non linéaires d'un jet subsonique forcé avec les PSE directes et adjointes (en cours de préparation)*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2015.
 - [80] Jordan, P. et T. Colonius: *Wave packet and turbulent jet noise*. Annual Review of Fluid Mechanics, 45, 2013.
 - [81] Jordan, P. et Y. Gervais: *Subsonic jet aeroacoustics : associating experiment, modelling and simulation*. Experiments in Fluids, 44, 2008.
 - [82] Jordan, P., C. E. Tinney, J. Delville, F. Coiffet, M. Glauser et A. Hall: *Low-dimensional signatures of the sound production mechanisms in subsonic jets : towards their identification and control*. Dans *AIAA paper*, (4647), 2005.
 - [83] Juvé, D., M. Sunyach et G. Comte-Bellot: *Filtered azimuthal correlations in the acoustic far field of a subsonic jet*. AIAA Journal, 17(1), 1979.
 - [84] Juvé, D., M. Sunyach et G. Comte-Bellot: *Intermittency of the noise emission in subsonic cold jets*. Journal of Sound and Vibration, 71(3), 1980.
 - [85] Kastner, J., M. Samimy, J. Hileman et J. B. Freund: *Comparison of noise mechanisms in high and low Reynolds number high-speed jets*. AIAA Journal, 44(10), 2006.
 - [86] Kearney-Fischer, M., J. H. Kim et M. Samimy: *Control of a high Reynolds number Mach 0.9 heated jet using plasma actuators*. Physics of Fluids, 21, 2009.
 - [87] Kearney-Fischer, M., J. H. Kim et M. Samimy: *Noise control of a high Reynolds number Mach 0.9 heated jet using plasma actuators*. Dans *AIAA paper*, tome (3188), 2009.
 - [88] Kearney-Fischer, M., A. Sinha et M. Samimy: *Time-domain analysis of excited subsonic jet noise*. International Journal of Aeroacoustics, 12(4), 2013.
 - [89] Kerhervé, F., A. Guitton, P. Jordan, C. E. Tinney, V. Fortuné et Y. Gervais: *Experimental investigations of velocity field and the near pressure field of a coaxial subsonic jet*. Dans *ERCOTAC Symposium on Engineering Turbulence Modelling and Measurements*, 2008.
 - [90] Kim, J. H., J. Kastner et M. Samimy: *Active control of a high Reynolds number Mach 0.9 axisymmetric jet*. AIAA Journal, 47(1), 2009.
 - [91] Koenig, M., A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, J. Delville, Y. Gervais et D. Papamoschou: *Far field filtering and source imaging of subsonic jet noise*. Journal of Sound and Vibration, 332, 2013.
 - [92] Koenig, M., A. V. G. Cavalieri, P. Jordan et Y. Gervais: *Intermittency of the azimuthal components of the sound radiated by subsonic jets*. Dans *AIAA paper*, tome (2746), 2011.
 - [93] Lafitte, A., E. Le Garrec, T. Laurendeau et C. Bailly: *Turbulence Generation from a Sweeping-Based Stochastic Model*. AIAA Journal, 52(2), 2014.
 - [94] Lau, J. C.: *Effects of exit Mach number and temperature on mean-flow and turbulence characteristics in round jets*. Journal of Fluid Mechanics, 105, 1981.
 - [95] Lau, J. C., P. J. Morris et M. J. Fisher: *Measurements in subsonic and supersonic free jets using a laser velocimeter*. Journal of Fluid Mechanics, 93(1), 1979.
 - [96] Laurendeau, E., P. Jordan, J. P. Bonnet, J. Delville, J. P. Bonnet et Y. Gervais: *Subsonic jet noise reduction by fluidic control : the interaction region and the global effect*. Physics of Fluids, 20(10), 2008.
 - [97] Léon, O.: *Étude du rayonnement acoustique des instabilités hydrodynamiques des jets double-flux avec les équations de stabilité parabolisées (PSE)*. Thèse de doctorat, Université de Toulouse, 2012.
 - [98] Léon, O. et J. P. Brazier: *Application of the linear parabolized stability equations to a subsonic coaxial jet*. Dans *AIAA paper*, tome (2839), 2011.

- [99] Lockard, D. P. et M. M. Choudhari: *Noise radiation from a leading-edge slat*. Dans *AIAA paper*, tome (3101), 2009.
- [100] Lockard, D. P. et M. M. Choudhari: *The effect of cross flow on slat noise*. Dans *AIAA paper*, tome (3835), 2010.
- [101] Long, T. A. et R. A. Petersen: *Controlled interactions in a forced axisymmetric jet. Part 1 : the distortion of the mean flow*. *Journal of Fluid Mechanics*, 235, 1992.
- [102] Lupoglazoff, N., A. Biancherin, F. Vuillot et G. Rahier: *Comprehensive 3D unsteady simulations of subsonic and supersonic hot jet flow-fields. Part 1 : aerodynamics analysis*. Dans *AIAA paper*, (2599), 2002.
- [103] Lyrantzis, A. S.: *Review/ The use of Kirchhoff's method in computational aeroacoustics*. *Journal of Fluids Engineering*, 116, 1994.
- [104] Lyrantzis, A. S.: *Surface integral methods in computational aeroacoustics - From the (CFD) near-field to the (acoustic) far-field*. *International Journal of Aeroacoustics*, 2(2), 2003.
- [105] Maury, R., A. V. G. Cavalieri, P. Jordan, J. Delville et Y. Gervais: *A study of the response of a round jet to pulsed fluidic actuation*. Dans *AIAA paper*, tome (2750), 2011.
- [106] Maury, R., M. Koenig, L. Cattafesta, P. Jordan et J. Delville: *Extremum-seeking control of jet noise*. *International Journal of Aeroacoustics*, 11(3+4), 2012.
- [107] Michalke, A.: *Survey on jet instability theory*. *Progress in Aerospace Sciences*, 21, 1984.
- [108] Mollö-Christensen, E., M. Kolpin et J. Martuccelli: *Experiments on jet flows and jet noise far-field spectra and directivity patterns*. *Journal of Fluid Mechanics*, 18(2), 1964.
- [109] Muller, F.: *Simulation de jets propulsifs : application à l'identification des mécanismes générateurs de bruit*. Thèse de doctorat, Université Paris VI, 2006.
- [110] Muller, F., F. Vuillot, G. Rahier et G. Casalis: *Modal analysis of a subsonic hot jet LES with comparison to the linear stability analysis*. Dans *AIAA paper*, (2886), 2005.
- [111] Muller, F., F. Vuillot, G. Rahier, G. Casalis et E. Piot: *Experimental and numerical investigation of the near field pressure of a high subsonic hot jet*. Dans *AIAA paper*, (2535), 2006.
- [112] Petersen, R. A. et T. A. Long: *Controlled interactions in a forced axisymmetric jet. Part 2 : the modulation of broadband turbulence*. *Journal of Fluid Mechanics*, 235, 1992.
- [113] Piot, E., G. Casalis, F. Muller et C. Bailly: *Investigation of the PSE approach for subsonic and supersonic hot jets. Detailed comparisons with LES and Linearized Euler Equations results*. *International Journal of Aeroacoustics*, 5(4), 2006.
- [114] Rahier, G., J. Prieur, F. Vuillot, N. Lupoglazoff et A. Biancherin: *Investigation of integral surface formulations for acoustic post-processing of unsteady aerodynamic jet simulations*. *Aerospace Science and Technology*, 8, 2004.
- [115] Reeder, M. F. et M. Samimy: *The evolution of a jet with vortex-generating tabs : real-time visualization and quantitative measurements*. *Journal of Fluid Mechanics*, 311, 1996.
- [116] Rodriguez, D., A. Samantha, A. V. G. Cavalieri, T. Colonius et P. Jordan: *Parabolized stability equation models for predicting large-scale mixing noise of turbulent round jets*. Dans *AIAA paper*, tome (2838), 2011.
- [117] Ruppert-Felsot, J., M. Farge et P. Petitjeans: *Wavelet tools to study intermittency : application to vortex bursting*. *Journal of Fluid Mechanics*, 636, 2009.
- [118] Saiyed, N. H., K. L. Mikkelsen et J. E. Bridges: *Acoustics and thrust of dual separate-flow high-bypass-ratio nozzles*. *AIAA Journal*, 41(3), 2003.
- [119] Samimy, M., J. Kastner, J. H. Kim et I. A. Adamovitch: *Flow and noise control in high speed and high Reynolds number jets using plasma actuators*. Dans *AIAA paper*, (2846), 2006.

-
- [120] Samimy, M., M. Kearney-Fischer, J. H. Kim et A. Sinha: *High-speed and high-Reynolds number jet control using Localized Arc Filament Plasma Actuators*. Journal of Propulsion and Power, 28(2), 2012.
 - [121] Samimy, M., J. H. Kim, J. Kastner, I. Adamovitch et Y. Utkin: *Active control of a Mach 0.9 jet for noise mitigation using plasma actuators*. AIAA Journal, 45(4), 2007.
 - [122] Samimy, M., J. H. Kim, J. Kastner, I. Adamovitch et Y. Utkin: *Active control of high-speed and high-Reynolds-number jets using plasma actuators*. Journal of Fluids Mechanics, 578, 2007.
 - [123] Samimy, M., J. H. Kim, M. Kearney-Fischer et A. Sinha: *Acoustic and flow fields of an excited high Reynolds number axisymmetric supersonic jet*. Journal of Fluid Mechanics, 656, 2010.
 - [124] Sanjosé, M., A. Fosso-Pouangué, S. Moreau, G. Wang et T. Padois: *Unstructures LES of baseline EXEJET dual-stream jet*. Dans *AIAA paper*, (3037), 2014.
 - [125] Shur, M. L., P. R. Spalart et M. Kh. Strelets: *Noise prediction for increasingly complex jets. Part 1 : Methods and tests*. International Journal of Aeroacoustics, 4(3+4), 2005.
 - [126] Shur, M. L., P. R. Spalart et M. Kh. Strelets: *Noise prediction for increasingly complex jets. Part 2 : Applications*. International Journal of Aeroacoustics, 4(3+4), 2005.
 - [127] Sinha, A., H. Alkandry, M. Kearney-Fischer et M. Samimy: *The impulse response of a high-speed jet forced with localized arc filament plasma actuators*. Dans *AIAA paper*, tome (2142), 2012.
 - [128] Smagorinsky, J.: *General circulation experiments with the primitive equations*. Monthly Weather Review, 91, 1963.
 - [129] Strange, P. J. R. et D. G. Crighton: *Spinning modes on axisymmetric jets. Part 1*. Journal of Fluid Mechanics, 134, 1983.
 - [130] Stromberg, J. L., D. K. McLaughlin et T. R. Troutt: *Flow field and acoustic properties of a Mach number 0.9 jet at a low Reynolds number*. Journal of Sound and Vibration, 72(2), 1980.
 - [131] Suzuki, T. et T. Colonius: *Instability waves in a round jet detected using near-field phased microphone array*. Journal of Fluid Mechanics, 565, 2006.
 - [132] Tam, C. K. W.: *Supersonic jet noise*. Annual Review of Fluid Mechanics, 27, 1995.
 - [133] Tam, C. K. W.: *Jet noise : since 1952*. Theoretical and Computational Fluid Dynamics, 10, 1998.
 - [134] Tam, C. K. W.: *Mach wave radiation from high-speed jets*. AIAA Journal, 47(10), 2009.
 - [135] Tam, C. K. W. et L. Auriault: *Jet mixing noise from fine-scale turbulence*. AIAA Journal, 37(2), 1999.
 - [136] Tam, C. K. W. et D. E. Burton: *Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 1 : Two-dimensional mixing layers*. Journal of Fluid Mechanics, 138, 1984.
 - [137] Tam, C. K. W. et D. E. Burton: *Sound generated by instability waves of supersonic flows. Part 2 : Axisymmetric jets*. Journal of Fluid Mechanics, 138, 1984.
 - [138] Tam, C. K. W. et P. Chen: *Turbulent mixing noise from supersonic jets*. AIAA Journal, 32(9), 1994.
 - [139] Tam, C. K. W., P. Chen et J. M. Seiner: *Relationship between instability waves and noise of high-speed jets*. AIAA Journal, 30(7), 1992.
 - [140] Tam, C. K. W., M. Golebiowski et J. M. Seiner: *On the two components of the turbulent mixing noise from supersonic jet*. Dans *AIAA paper*, (1716), 1996.
 - [141] Tam, C. K. W., K. Viswanathan, K. K. Ahuja et J. Panda: *The sources of jet noise : experimental evidence*. Journal of Fluid Mechanics, 615, 2008.

- [142] Tam, C. K. W. et K. B. M. Q. Zaman: *Subsonic jet noise from nonaxisymmetric and tabbed nozzles*. AIAA Journal, 38(4), 2000.
- [143] Tanna, H. K.: *An experimental study of jet noise. Part 1 : Turbulent mixing noise*. Journal of Sound and Vibration, 50(3), 1977.
- [144] Tanna, H. K.: *An experimental study of jet noise. Part 2 : Shock associated noise*. Journal of Sound and Vibration, 50(3), 1977.
- [145] Tanna, H. K., P. D. Dean et M. J. Fisher: *The influence of temperature on shock-free supersonic jet noise*. Journal of Sound and Vibration, 39(4), 1975.
- [146] Tinney, C. E. et P. Jordan: *The near pressure field of co-axial subsonic jets*. Journal of Fluid Mechanics, 611, 2008.
- [147] Ukeiley, L. S. et M. K. Ponton: *On the near field pressure of transonic axisymmetric jet*. International Journal of Aeroacoustics, 3(1), 2004.
- [148] Uzun, A. et M. Y. Hussain: *Some issues in large-eddy simulations for chevron nozzle jet flows*. Journal of Propulsion and Power, 28(2), 2012.
- [149] Villiermaux, E., B. Sixou et Y. Gagne: *Intense vortical structures in grid-generated turbulence*. Physics of Fluids, 7(8), 1995.
- [150] Viswanathan, K.: *Jet aeroacoustic testing : issues and implications*. AIAA Journal, 41(9), 2003.
- [151] Viswanathan, K.: *Aeroacoustics of hot jets*. Journal of Fluid Mechanics, 516, 2004.
- [152] Viswanathan, K.: *Scaling laws and a method for identifying components of jet noise*. AIAA Journal, 44(10), 2006.
- [153] Viswanathan, K.: *Improved method for prediction of noise from single jets*. AIAA Journal, 45(1), 2007.
- [154] Viswanathan, K.: *Investigation of noise source mechanisms in subsonic jets*. AIAA Journal, 46(8), 2008.
- [155] Wu, X., G. J. Page et J. J. McGuirk: *An approach to improve high frequency noise prediction in LES of jets*. Dans *AIAA paper*, (2442), 2006.
- [156] Zaman, K. B. M. Q.: *Effect of initial condition on subsonic jet noise*. AIAA Journal, 23(9), 1985.
- [157] Zaman, K. B. M. Q.: *Far-field noise of a subsonic jet under controlled excitation*. Journal of Fluid Mechanics, 152, 1985.
- [158] Zaman, K. B. M. Q.: *Jet noise reduction by microjets - a parametric study*. Dans *AIAA paper*, tome (3129), 2009.
- [159] Zaman, K. B. M. Q.: *Effect of initial boundary-layer state on subsonic jet noise*. AIAA Journal, 50(8), 2012.
- [160] Zaman, K. B. M. Q., J. E. Bridges et D. L. Huff: *Evolution from "tabs" to "chevron technology" - a review*. Dans *Proceedings of the 13th Asian Congress of Fluid Mechanics*, 2010.
- [161] Zaman, K. B. M. Q., M. F. Reeder et M. Samimy: *Control of an axisymmetric jet using vortex generators*. Physics of Fluids, 6(2), 1994.

Résumé

Cette étude s'inscrit dans le domaine de la réduction du bruit des avions et plus précisément du bruit de jet représentant la première source de bruit au décollage. Les travaux de thèse consistent en l'identification et l'analyse des mécanismes de génération du bruit de jet à partir de résultats expérimentaux et de simulations numériques. La démarche a porté dans un premier temps sur l'analyse de la structure du champ de pression proche d'un jet chaud subsonique turbulent à partir de données expérimentales acquises au moyen d'une antenne azimutale de microphones. Dans un second temps, une simulation numérique par l'approche LES, avec déclenchement de la turbulence, reproduisant la configuration expérimentale a été mise en place et validée dans le but de poursuivre l'analyse des données expérimentales. L'analyse des données issues de la simulation a permis de relier, au moyen de calculs de corrélation, les comportements identifiés dans le champ proche à des ondes de pression se développant dans la couche de cisaillement et se propageant vers la fin du cône potentiel. Cette analyse a également mis en avant le caractère intermittent du rayonnement acoustique dans la direction aval, direction pour laquelle l'énergie acoustique est maximale, ce caractère intermittent provenant des structures cohérentes se développant dans la couche de cisaillement. L'analyse réalisée à partir des données de la simulation serait utilement complétée par des calculs de cohérences entre le champ aérodynamique et le champ acoustique à partir de signaux expérimentaux provenant de mesures synchronisées.

Mots-clés

aéroacoustique, bruit de jet, calcul LES, déclenchement de la turbulence, corrélation

Abstract

This study falls within the field of aircraft noise reduction and more precisely jet noise as it represents the main noise source during take-off. The present work consists in the identification and the analysis of the jet noise source mechanisms using experimental results and numerical simulation. First, an analysis of the near field pressure of a hot subsonic turbulent jet has been done from experimental data acquired with an azimuthal array of microphones. Secondly, in order to continue the analysis, a numerical simulation using the LES approach with turbulence triggering reproducing the experimental configuration has been set up and validated. The data obtained from the simulation enable to link the highlighted behaviours in the near field to pressure waves developing in the shear layer and propagating toward the potential core end, through correlation calculations. The intermittency of the downstream acoustic radiation, i.e. the main direction of radiation, has been evidenced and related to the coherent structures developing in the shear layer. To deepen the analysis, it would be interesting for instance to calculate spectral coherence between the aerodynamic and the acoustic fields from synchronised measurements.

Keywords

aeroacoustics, jet noise, LES calculation, turbulence triggering, correlation